



# Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs

Stéphane Blin

## ► To cite this version:

Stéphane Blin. Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2003. Français. NNT : . tel-00426571

**HAL Id: tel-00426571**

**<https://theses.hal.science/tel-00426571>**

Submitted on 26 Oct 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

présentée en cotutelle devant :

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université de Rennes I**  
**Mention Physique**

&

LA FACULTÉ DES ÉTUDES SUPÉRIEURES  
DE L'UNIVERSITÉ LAVAL (QUÉBEC, CANADA)

Pour l'obtention du grade de

**Philosophiæ Doctor**

**RÉALISATION DE LASERS À FIBRE À CONTRE-RÉACTION**  
**RÉPARTIE POUR L'ÉTUDE DE L'INJECTION OPTIQUE :**  
**COMPARAISON À L'INJECTION AVEC**  
**DES LASERS À SEMI-CONDUCTEURS**

STÉPHANE BLIN

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE  
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIES  
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE  
&  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE DE L'UNIVERSITÉ LAVAL  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE

Soutenue le 3 décembre 2003 devant la Commission d'Examen :

P. Besnard :	Professeur à l'Université de Rennes I	Directeur
M. Brunel :	Maître de Conférence à l'Université de Rennes I	Membre
Y. Champagne :	Chercheur à l'Institut National d'Optique	Rapporteur
J. Dudley :	Professeur à l'Université de Besançon	Président
S. LaRoche :	Professeure à l'Université Laval	Directrice
P. Tremblay :	Professeur à l'Université Laval	Rapporteur



*À mes parents,  
à ma p'tite sœur.*





# Carnet de voyage

Une cotutelle est une expérience professionnelle d'une richesse inestimable : se plonger dans un laboratoire étranger permet d'acquérir des connaissances dans des domaines qui ne nous auraient pas été si accessibles autrement, et permet de découvrir des méthodes de travail nouvelles, une organisation différente. Mais c'est aussi une langue nouvelle qui s'offre à vous, car le Québécois est bien une langue à part entière : parler des différences entre nos deux langues si proches est un sujet de conversation inépuisable, et aller à une représentation en joual des *belles-soeurs* relève du défi ! Plaisanteries mises à part, je conseille à tous les jeunes doctorants pour lesquels une cotutelle même nationale se présente de se lancer sans hésitation, et je conseille à tous les directeurs d'école, de laboratoire, ou de thèse d'engager autant que possible de telles ententes entre laboratoires, pour l'enrichissement de leurs étudiants comme de leurs écoles ou de leurs laboratoires.

Mais évidemment, une cotutelle n'est pas qu'une expérience professionnelle enrichissante, c'est aussi et peut-être surtout une expérience personnelle formidable. C'est une nouvelle culture qu'il vous est offert de découvrir, des modes de vies différents, des personnes et des attitudes différentes, un climat. C'est plus qu'un voyage même prolongé car le temps vous est donné pour vous imprégner des habitudes locales au quotidien. Quand les Québécois vous ouvrent les bras tel qu'ils me les ont ouverts, il est facile de simplement changer de vie afin de vivre le Québec au quotidien, à l'accent près bien entendu !

Au travers des rencontres et surtout des amitiés qui resteront bien au delà de ce doctorat, ce sont des souvenirs magiques que je garderai en mémoire, des moments forts qui m'ont fait prendre conscience de l'occasion inouïe qui m'a été offerte. Ainsi resteront l'apparition d'une aurore boréale alors que je m'en allais visiter un ami à Ottawa, et le tremblement de terre qui suivit le lendemain matin. Resteront aussi la rencontre matinale au plus profond du parc du Saguenay avec une maman ours à quelques mètres devant nous sur le sentier, puis quelques kilomètres plus loin celle de son bébé courant le long d'une rivière que nous traversons, ou encore celle d'un porc-épic dans la même journée. C'est aussi la rencontre tant visuelle que sonore avec les rorquals ou les bélugas, ou celle en canot avec des orignaux. Que dire aussi du match de hockey sur glace avec les membres du laboratoire, tous aussi à l'aise les uns que les autres avec leur équipement, ou de l'expérience inoubliable de cinquante secondes de chute libre un soir au dessus de Québec alors survolée par quelques montgolfières. C'est aussi les innombrables sorties d'escalade en extérieur, dans un canyon, en pleine forêt ou sur des falaises qui dominent le Saint-Laurent. Puis il y a les belles journées hivernales fraîches mais ensoleillées de ski de fond, la construction d'un igloo sur le campus, les soirées chaleureuses aux chansonniers. Enfin, n'oublions pas les tartes au sucre, à l'érable ou aux bleuets, les tourtières, cipailles et autres délices. Et que dire des poutines ? !



# Remerciements

Nombreuses sont les personnes que je tiens à remercier ici, car les travaux présentés dans le cadre de ce doctorat sont le fruit de collaborations multiples : l'encadrement de stages ou de projets à l'ENSSAT, le travail en équipe avec le personnel de l'ENSSAT ou de l'Université Laval.

Avant tout, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Pascal BESNARD, professeur à l'Université de Rennes 1, pour la direction de ce doctorat et l'engagement de cette cotutelle. Pascal a su être présent durant ces trois années, malgré les autres lourdes tâches qui l'incombaient. Je remercie aussi très sincèrement Sophie LAROCHELLE, professeure à l'Université Laval, pour la codirection de mes travaux et pour avoir accepté d'engager cette cotutelle. Sophie m'a offert un accueil chaleureux à Québec et a su orienter nos travaux de manière réfléchie et efficace. Dans les personnes qui m'ont directement aidé, je ne saurais oublier Guy Michel STEPHAN pour ses conseils avisés en physique des lasers et plus particulièrement sur l'injection, et mon prédécesseur Renaud GABET pour m'avoir formé à la recherche lors de mon stage DEA.

Je tiens évidemment à remercier les membres du jury, Pierre TREMBLAY notamment pour la pré-lecture du manuscrit, mais aussi Marc BRUNEL, Yves CHAMPAGNE et John DUDLEY pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je souhaite exprimer toute ma gratitude envers Jean-Claude SIMON qui fait tourner le laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT au prix de longues semaines de travail, en espérant que l'Université accepte de le soulager quelque peu en lui accordant une assistante de direction !

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes du laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT avec lesquelles j'ai pu travailler. Tout d'abord Vincent RONCIN qui m'a accompagné durant ces trois années et avec qui j'ai eu d'innombrables conversations scientifiques agrémentées de figures colorées sur le tableau de notre bureau, de même que Mathilde GAY qui m'a apporté tant d'éclaircies sur la lumière par nos discussions, elles aussi agrémentées de figures colorées ! Leur amitié surtout m'a été précieuse durant ces quelques années. Je souhaite aussi remercier Céline GUIGNARD avec qui j'ai partagé le laboratoire et qui a été une excellente compagne de labeur lors du déménagement du laboratoire ! Je suis aussi reconnaissant à Réjane LE ROY et Sylvain FÈVE pour leur soutien technique, de même que Serge LE FLÉCHER malgré son emploi du temps chargé. M'excusant de ne pouvoir citer tout le monde individuellement, je remercie les p'tites dames de la scolarité pour leur gentillesse, Christel à l'accueil pour son sourire, le personnel technique, les thésards et maîtres de conférence qui ont partagé mon quotidien avec un clin d'œil particulier à Carlos PALAVICINI et Yves JAOUËN. N'oublions pas non plus Christelle pour ses galettes les jours de marché et Nicole pour son café !

Je suis aussi infiniment reconnaissant aux étudiants que j'ai pu avoir durant ces trois ans, que ce soit lors des travaux dirigés pour leur retour chaleureux, ou lors des stages et projets encadrés pour leurs travaux. Merci donc à Olivier VAUDEL pour la qualité de ses travaux et ses observations, Julien POËTTE pour ses travaux lors de son stage et surtout ceux effectués lors de sa thèse, Adrien PIERRE et Étienne MERDRIGNAC, Lionel PICAULT.

Je tiens aussi à remercier Tran Thi TAM pour les bons moments passés au laboratoire ou sur l'île de Batz, et pour les travaux effectués sur les lasers à fibre.

Puis il y a toutes les personnes de Québec qui m'ont apporté tant de soutien ! Je tiens à remercier tout particulièrement mon coloc' Paul VERVILLE pour ses précieux conseils techniques, en ce qui concerne les réseaux de Bragg et l'escalade ! Je remercie aussi très chaleureusement notre technicienne Chrystelle JUIGNET et notre post-doc Radan SLAVÍK pour l'accomplissement sans faille de leurs tâches respectives. Je souhaite aussi remarquer la très grande qualité des travaux effectués par Serge DOUCET, qui représente à mes yeux un moteur sans comparaison au laboratoire. Je remercie aussi évidemment et ô combien chaleureusement Isabelle CASTONGUAY pour sa bonne humeur, son intelligence et ses colis transatlantiques express remplis de lasers soigneusement emballés. Je reste cependant quelque peu aigri que l'élève ait dépassé le maître ! Je suis très reconnaissant envers Marie-Josée DUPONT pour sa vivacité à répondre à nos problèmes informatiques, Ghislaine L'HEBREUX pour son efficacité redoutable dans le domaine administratif, et Dominic GRENIER pour ses précisions administratives. Je remercie enfin Christine LATRASSE et Michel TÊTU pour leurs conseils avisés, Martin ALLARD pour sa fonction bien connue et si bien remplie, Julien MAGNÉ et Caroline VIGER pour notre colocation gustative plus que sympathique, François BRUNET, Francis GÉNÉREUX, Amélie TÊTU pour ses conseils en littérature Québécoise, Jean-François LECLERC, Jean-Noël MARAN, Guillaume BROCHU et les autres étudiants du laboratoire...

Je désire finalement remercier le Ministère de la Recherche, le Service des affaires internationales de l'Université de Rennes I, le Gouvernement du Québec et la compagnie Teraxion pour leurs supports financiers.



# Table des matières

<b>Carnet de voyage</b>	<b>iv</b>
<b>Remerciements</b>	<b>vi</b>
<b>Sigles et acronymes</b>	<b>xvii</b>
<b>Symboles</b>	<b>xviii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Sources lasers utilisées</b>	<b>11</b>
<b>1 Lasers à contre-réaction répartie et lasers à réflecteurs de Bragg répartis</b>	<b>15</b>
1.1 Réseaux de Bragg . . . . .	15
1.1.1 Propriétés fondamentales des réseaux uniformes . . . . .	16
1.1.2 Réseau avec saut de phase . . . . .	20
1.1.3 Réseau apodisé . . . . .	21
1.1.4 Réseau à pas variable . . . . .	22
1.2 Résonance . . . . .	23
1.2.1 Lasers à réflecteurs de Bragg répartis . . . . .	24
1.2.2 Lasers à contre-réaction répartie . . . . .	26
1.2.3 Différences notables entre lasers DBR et DFB . . . . .	28
<b>2 Lasers à semi-conducteurs</b>	<b>31</b>
2.1 Structure des puces lasers à semi-conducteurs utilisées . . . . .	32
2.1.1 Milieu amplificateur . . . . .	32
2.1.2 Cavité . . . . .	32
2.1.3 Mise en oeuvre . . . . .	34
2.2 Caractérisation des lasers à semi-conducteurs utilisés . . . . .	37
2.2.1 Puces lasers . . . . .	37
2.2.2 Source accordable commerciale . . . . .	39
<b>3 Lasers à fibre</b>	<b>41</b>
3.1 Fibres optiques utilisées . . . . .	42
3.1.1 Constitution . . . . .	42

3.1.2	Amplification . . . . .	44
3.1.3	Mesure expérimentale du gain . . . . .	48
3.2	Réseaux de Bragg dans les fibres . . . . .	49
3.2.1	Laser . . . . .	51
3.2.2	Optiques . . . . .	51
3.2.3	Masque de phase . . . . .	51
3.2.4	Inscription . . . . .	53
3.2.5	Effets de polarisation . . . . .	54
3.2.6	Vieillissement . . . . .	54
3.3	Lasers à réflecteurs de Bragg répartis . . . . .	55
3.3.1	Présentation . . . . .	55
3.3.2	Méthode de fabrication . . . . .	57
3.3.3	Lasers sur fibre dopée erbium . . . . .	59
3.3.4	Lasers sur fibre codopée erbium-ytterbium . . . . .	63
3.4	Lasers à contre-réaction répartie . . . . .	67
3.4.1	Présentation . . . . .	67
3.4.2	Méthode de fabrication . . . . .	67
3.4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	70
3.4.4	Études par réflectométrie complexe à faible cohérence . . . . .	72
3.5	Polarisation des lasers DFBS et DBRS . . . . .	75
3.6	Laser à fibre multifréquence . . . . .	77
<b>II</b>	<b>Injection optique d'un laser à semi-conducteurs</b>	<b>83</b>
<b>4</b>	<b>Injection optique entre lasers à semi-conducteurs</b>	<b>87</b>
4.1	Introduction à l'injection optique . . . . .	87
4.1.1	Généralités . . . . .	87
4.1.2	Précision expérimentale . . . . .	88
4.1.3	Différents régimes d'injection . . . . .	89
4.2	Cartographies quasi-statiques de l'injection . . . . .	93
4.2.1	Cartographie intra-modale à 4 fois le seuil . . . . .	94
4.2.2	Cartographie intra-modale à 1,2 fois le seuil . . . . .	98
4.2.3	Cartographie inter-modale à 1,2 fois le seuil . . . . .	100
4.2.4	Étude du régime de relaxation . . . . .	100
4.2.5	Influence de la polarisation sur les cartes d'injection . . . . .	102
4.3	Évolution temporelle de la puissance du laser injecté . . . . .	103
4.3.1	Introduction . . . . .	103
4.3.2	Montages utilisés . . . . .	104
4.3.3	Évolution quasi-statique de la puissance esclave injecté selon les dif- férents régimes d'accrochage . . . . .	106
4.3.4	Évolution quasi-statique en fonction de la puissance injectée . . . . .	107
4.3.5	Évolution dynamique de la puissance esclave sous injection optique modulée, à différents niveaux de puissance moyenne injectée . . . . .	108
4.3.6	Perspectives . . . . .	111
4.4	Injection faibles signaux . . . . .	111
4.4.1	Laser détecteur . . . . .	111
4.4.2	Montage expérimental . . . . .	112

4.4.3	Généralités . . . . .	113
4.4.4	Laser esclave polarisé à 1,4 fois le seuil . . . . .	113
4.4.5	Influence du point de fonctionnement esclave . . . . .	116
4.4.6	Mesure du gain du laser détecteur . . . . .	118
4.4.7	Détection de très faibles puissances injectées . . . . .	119
4.5	Attraction et répulsion en fréquence . . . . .	121
4.5.1	Présentation . . . . .	121
4.5.2	Expérience . . . . .	122
4.6	Synchronisation de chaos . . . . .	124
4.6.1	Introduction . . . . .	124
4.6.2	Présentation de l'expérience . . . . .	124
4.6.3	Résultats expérimentaux . . . . .	125
<b>5</b>	<b>Injection optique d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre</b>	<b>129</b>
5.1	Injection usuelle . . . . .	129
5.1.1	Montage expérimental . . . . .	129
5.1.2	Observations expérimentales . . . . .	130
5.2	Injection faibles signaux . . . . .	132
5.2.1	Montage expérimental . . . . .	132
5.2.2	Observations expérimentales . . . . .	133
<b>III</b>	<b>Injection optique d'un laser à fibre</b>	<b>135</b>
<b>6</b>	<b>Injection optique d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs</b>	<b>139</b>
6.1	Montage expérimental . . . . .	139
6.2	Caractérisation de l'esclave . . . . .	140
6.3	Laser esclave pompé à 4 fois le seuil . . . . .	141
6.3.1	Puissance injectée constante et désaccord variable . . . . .	141
6.3.2	Puissance injectée variable et désaccord nul . . . . .	143
6.4	Laser esclave pompé à 1,7 fois le seuil . . . . .	144
6.4.1	Puissance injectée constante et désaccord variable . . . . .	144
6.4.2	Cartographie du fonctionnement bistable du régime d'accrochage . . . . .	145
6.5	Études temporelles et spectrales . . . . .	146
6.5.1	Désaccords très négatifs . . . . .	149
6.5.2	Autour du désaccord nul . . . . .	151
6.5.3	Désaccords positifs . . . . .	152
6.5.4	Influence du taux de pompage du laser esclave . . . . .	152
6.5.5	Perspectives . . . . .	153
<b>7</b>	<b>Injection optique entre lasers à fibre</b>	<b>155</b>
7.1	Introduction . . . . .	155
7.2	Injection du laser esclave pompé à 4 fois le seuil . . . . .	156
7.2.1	Régime bimode . . . . .	156
7.2.2	Accrochages . . . . .	157
7.2.3	Amplification ou injection . . . . .	158
7.3	Injection du laser esclave pompé à 2 fois le seuil . . . . .	159
7.3.1	Régime bimode . . . . .	159
7.3.2	Accrochage . . . . .	159



7.3.3	Accrochage progressif et régime intermédiaire . . . . .	160
<b>IV</b>	<b>Études théoriques</b>	<b>165</b>
<b>8</b>	<b>La fonction d’Airy généralisée</b>	<b>169</b>
8.1	Définition . . . . .	169
8.2	Fonction d’Airy d’une cavité passive . . . . .	169
8.3	Fonction d’Airy d’une cavité active . . . . .	171
8.3.1	De la cavité passive à la cavité active . . . . .	171
8.3.2	Forme condensée de la phase cumulée . . . . .	173
8.4	Calcul de l’intensité et de la largeur de raie . . . . .	174
8.4.1	Méthode de calcul . . . . .	174
8.4.2	Expression analytique simplifiée . . . . .	175
8.4.3	Tracé de l’intensité saturante et de la largeur spectrale pour un cas simple . . . . .	176
8.4.4	Comparaison au modèle de Lamb . . . . .	177
8.4.5	Dernières avancées . . . . .	180
<b>9</b>	<b>Fonction d’Airy d’un laser injecté</b>	<b>181</b>
9.1	Présentation générale . . . . .	181
9.2	Injection en centre de raie . . . . .	181
9.3	Injection pour un désaccord non nul . . . . .	186
9.4	Perspectives . . . . .	188
	<b>Conclusion</b>	<b>190</b>
	<b>Annexes</b>	<b>198</b>
<b>A</b>	<b>Caractéristiques des fibres optiques</b>	<b>201</b>
A.1	Fibre Er68 . . . . .	201
A.2	Fibre EY 304 . . . . .	202
A.2.1	Spécifications . . . . .	202
A.2.2	Profile d’indice . . . . .	203
<b>B</b>	<b>Publications et conférences</b>	<b>205</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>267</b>
	<b>Index</b>	<b>284</b>

# Table des figures

1.1	Réseau uniforme : variation spatiale de l'indice effectif et réflectivité associée. . . .	16
1.2	Réflectivité, phase, délai et dispersion d'un réseau de Bragg. . . . .	19
1.3	Réflectivités de réseaux avec sauts de phase. . . . .	20
1.4	Différents profils d'apodisation de réseaux de Bragg. . . . .	21
1.5	Réflectivité d'un réseau à pas constant comparée à un réseau à pas variable. . . .	23
1.6	Principe de résonance dans un laser à fibre à réflecteurs de Bragg répartis. . . . .	24
1.7	Sélection modale d'un laser à fibre à réflecteurs de Bragg répartis. . . . .	25
1.8	Principe de résonance dans un laser à fibre à contre-réaction répartie. . . . .	27
2.1	Description des puces lasers à semi-conducteurs utilisées. . . . .	33
2.2	Photographies des puces lasers à semi-conducteurs utilisées. . . . .	34
2.3	Photographie du montage maître. . . . .	35
2.4	Photographie du montage détecteur. . . . .	36
2.5	Caractérisations en puissance, en largeur de raie, et spectrale d'une puce laser à semi-conducteurs utilisée. . . . .	37
3.1	Structure transversale de la fibre INO. . . . .	43
3.2	Photographies de soudures entre fibre dopée erbium et fibre monomode standard. . . .	44
3.3	Schéma énergétique d'une amplification à fibre codopée erbium-ytterbium. . . . .	45
3.4	Dégénérescence des niveaux énergétiques de l'erbium. . . . .	46
3.5	Sections efficaces d'absorption d'une matrice de silice dopée erbium et ytterbium. . .	47
3.6	Détermination du gain petit signal de la fibre dopée erbium. . . . .	49
3.7	Montage expérimental d'inscription de réseaux de Bragg. . . . .	50
3.8	Principe du masque de phase pour la création d'une figure d'interférences. . . . .	52
3.9	Évolution de la transmission spectrale d'un réseau au cours de son inscription. . .	53
3.10	Présentation des lasers à réflecteurs de Bragg répartis. . . . .	56
3.11	Spectres optique d'un laser à réflecteurs de Bragg répartis. . . . .	58
3.12	Caractérisation première des DBRs sur fibre erbium. . . . .	60
3.13	Influence du sens de pompage sur la caractéristique en puissance. . . . .	61
3.14	Caractérisation de l'autopulsation des DBRs sur fibre erbium. . . . .	62
3.15	Caractérisation première des lasers à réflecteurs de Bragg répartis sur fibre codopée erbium-ytterbium. . . . .	63
3.16	Dépendance en fréquence d'un laser DBR versus l'étirement ou la puissance de pompe. . . . .	65
3.17	Caractérisations en puissance de lasers DBRs à fibre codopée erbium-ytterbium. . .	66
3.18	Apparition de l'effet laser lors de la photo-inscription d'un laser à contre-réaction répartie. . . . .	68
3.19	Caractérisation des lasers DFBS. . . . .	70

3.20 Réponse temporelle d'un laser DFB erbium-ytterbium à un échelon de puissance pompe. . . . .	71
3.21 Dépendance de la fréquence de relaxation et du retard à l'allumage d'un laser DFB erbium-ytterbium avec le taux de pompage. . . . .	72
3.22 Montage expérimental du réflectomètre complexe à faible cohérence. . . . .	73
3.23 Mesures itératives du saut de phase d'un laser à fibre DFB par réflectométrie optique à faible cohérence. . . . .	74
3.24 Présentation du laser multifréquence. . . . .	78
3.25 Mesures des bruits d'intensité des lasers monofréquences. . . . .	80
3.26 Mesures comparées des bruits d'intensité des lasers monofréquence et multifréquence. . . . .	81
4.1 Principe d'une injection optique. . . . .	88
4.2 Photographies d'extrémités de fibres à maintien de polarisation. . . . .	89
4.3 Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence. . . . .	89
4.4 Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes simple. . . . .	90
4.5 Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes double. . . . .	91
4.6 Spectres caractéristiques de la relaxation. . . . .	92
4.7 Spectres caractéristiques du chaos. . . . .	92
4.8 Montage expérimental pour les cartographies. . . . .	94
4.9 Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil. . . . .	96
4.10 Cartes de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil. . . . .	97
4.11 Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil. . . . .	98
4.12 Comportement spectral bistable du laser esclave injecté avec la puissance injectée. . . . .	99
4.13 Cartographie inter-modale de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil. . . . .	101
4.14 Méthode de discrimination entre les régimes de relaxation et de mélange d'ondes. . . . .	102
4.15 Réponse en intensité de l'interféromètre de Michelson à des variations de fréquence. . . . .	104
4.16 Montage expérimental pour l'étude des évolutions temporelles dynamiques de la puissance injectée. . . . .	105
4.17 Montage expérimental pour l'étude des évolutions temporelles quasi-statiques de la puissance injectée. . . . .	106
4.18 Variations quasi-statiques du bruit et de la puissance moyenne de l'esclave injecté pour différents régimes d'accrochages. . . . .	107
4.19 Variations quasi-statiques de la puissance du laser injecté avec la puissance injectée pour différents désaccords. . . . .	109
4.20 Variations temporelles dynamiques de la puissance du laser injecté par une puissance maître modulée en puissance. . . . .	110
4.21 Montage expérimental de l'injection faible puissance. . . . .	112
4.22 Spectre du laser injecté très faiblement par un maître spectralement plus fin. . . . .	113
4.23 Évolution spectrale du laser faiblement injecté. . . . .	114
4.24 Piédestal du spectre du laser injecté à 1,4 fois le seuil. . . . .	115
4.25 Piédestal du spectre du laser injecté. . . . .	116
4.26 Évolution des composantes maîtres amplifiées du laser esclave injecté avec la puissance injectée pour différents courants de polarisation. . . . .	117
4.27 Évolution du gain du laser détecteur avec la puissance injectée. . . . .	119

4.28	Évolution du spectre optique du laser esclave injecté lors des phénomènes d'attraction et de répulsion en fréquence. . . . .	121
4.29	Évolution du spectre optique du laser esclave injecté soumis au phénomène d'attraction en fréquence. . . . .	123
4.30	Attraction et largeur spectrale à 1,7 fois le seuil pour un désaccord positif. . . . .	123
4.31	Cartographies succinctes des diodes. . . . .	125
4.32	Montage expérimental pour l'étude de la synchronisation de chaos. . . . .	126
4.33	Cartographie du transfert de chaos associée à la carte d'injection du laser esclave 2. . . . .	127
5.1	Montage expérimental de l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre. . . . .	130
5.2	Cartes de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 5 fois son seuil par un laser à fibre. . . . .	131
5.3	Montage expérimental pour la comparaison entre une injection faibles signaux d'un laser à semi-conducteurs par un laser à semi-conducteurs ou un laser à fibre. . . . .	132
5.4	Injections faibles signaux d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil. . . . .	133
6.1	Montage expérimental pour l'injection d'un laser à semi-conducteurs dans un laser à fibre. . . . .	140
6.2	Caractérisation du laser esclave libre. . . . .	141
6.3	Excitation du mode de polarisation sous-jacent par injection optique. . . . .	142
6.4	Excitation du second mode de polarisation par injection optique pour de faibles désaccords relatifs. . . . .	143
6.5	Spectres optiques de l'esclave injecté pompé près du seuil. . . . .	144
6.6	Cartographie du régime bistable d'accrochage. . . . .	145
6.7	Influence du pompage du laser esclave sur la largeur spectrale de la zone bistable du régime d'accrochage. . . . .	146
6.8	Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage progressif. . . . .	148
6.9	Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage total. . . . .	148
6.10	Comportement de l'esclave injecté en régime bimode. . . . .	148
6.11	Modulation de l'intensité de l'esclave injecté en régime bimode. . . . .	149
6.12	Allure temporelle (a) et spectre électrique (b) des oscillations de relaxation de l'esclave libre. . . . .	150
6.13	Allures temporelles de l'esclave injecté : battements modulés par la relaxation. . . . .	150
6.14	Spectres électriques de relaxation esclave versus désaccord. . . . .	151
6.15	Intensité de l'esclave injecté aux bornes inférieures de la zone d'accrochage. . . . .	152
6.16	Importance du régime intermédiaire en fonction du pompage du laser esclave. . . . .	153
7.1	Montage expérimental pour l'injection des lasers à fibres. . . . .	156
7.2	Localisation des différents régimes observés selon le sens d'évolution du désaccord. . . . .	161
7.3	Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage progressif. . . . .	162
7.4	Détails d'une trace temporelle à l'accrochage progressif. . . . .	163
8.1	Description d'une cavité Fabry-Perot passive. . . . .	170
8.2	Intensité saturante et pleine-largeur spectrale d'un laser Fabry-Perot. . . . .	177
8.3	Comparaison des modèles de la fonction d'Airy généralisée et de Lamb. . . . .	180

---

9.1	Densité spectrale de puissance normalisée théorique du laser esclave injecté en centre de raie. . . . .	183
9.2	Densité spectrale de puissance normalisée théorique du laser esclave injecté en centre de raie pour différents taux d'injection. . . . .	184
9.3	Défectivité et gain du laser détecteur. . . . .	185
9.4	Influence théorique de la largeur spectrale du laser maître dans l'efficacité de l'injection faibles signaux. . . . .	186
9.5	Spectres théoriques de l'esclave injecté sous attraction en fréquence. . . . .	188

# Sigles et acronymes

## Sigles

- APC : Angled Physical Contact.
- ASE : Analyseur de Spectre Électrique.
- BBO : Beta Barium bOrate.
- CDMA : Code Division Multiple Access.
- DBR : Distributed Bragg Reflector.
- DFB : Distributed FeedBack Laser.
- FC : Fiber Connector.
- FP : Fabry-Perot.
- FWHM : Full Width Half Maximum.
- ISL : Intervalle Spectral Libre.
- PM : Polarization Maintaining.
- SMA : SubMiniature version A.
- SMSR : Side Mode Suppression Ratio.
- SOA : Semiconductor Optical Amplifier.
- UV : UltraViolet.
- WDM : Wavelength Division Multiplexing.

## Acronymes

- LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.
- LIDAR : Light Detecting And Ranging.
- MASER : Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.
- RIN : Relative Intensity Noise.



# Symboles

## Généralités

- $c$  : vitesse de la lumière dans le vide.
- $\lambda$  : longueur d'onde.
- $\nu$  : fréquence.
- $\omega$  : pulsation.

## Réseaux de Bragg

- $n$  : indice de réfraction du guide sans réseau.
- $n_{eff}$  : indice effectif du mode de propagation du guide sans réseau.
- $L$  : longueur du réseau.
- $\Lambda$  : période du réseau inscrit.
- $\Gamma$  : facteur de recouvrement du mode de propagation du guide avec le réseau.
- $\delta n$  : variation de l'indice de réfraction du guide due au réseau.
- $\delta n_{eff}$  : variation de l'indice effectif due au réseau.
- $\overline{\delta n_{eff}}$  : moyenne spatiale de la variation de l'indice effectif dans le réseau.
- $v$  : visibilité de la modulation d'indice.
- $\kappa$  : coefficient de couplage entre les champs co-propagatif et contra-propagatif.
- $\phi_c$  : phase de la modulation d'indice représentative du pas variable du réseau.
- $\lambda_{ref}$  : longueur d'onde de référence, longueur d'onde centrale d'un réseau très faible.
- $R_{max}$  : réflectivité maximale en intensité du réseau.
- $\lambda_B$  : longueur d'onde de Bragg, longueur d'onde du maximum de réflexion.
- $\theta$  : phase à la réflexion sur le réseau.
- $\tau$  : délai à la réflexion sur le réseau.
- $D$  : dispersion du réseau en réflexion.



## Injection optique

- $\nu_0$  : fréquence de l'esclave libre.
- $\nu_M$  : fréquence du laser maître.
- $\Delta\nu$  : désaccord ( $\nu_M - \nu_0$ ).
- $P_i$  : puissance injectée.
- $I$  : courant de polarisation d'un laser à semi-conducteurs.
- $I_{th}$  : courant de polarisation au seuil d'un laser à semi-conducteurs.
- $r$  : taux de pompage, défini comme le rapport du courant de polarisation d'un laser à semi-conducteurs par le courant de polarisation au seuil.

## Fonction d'Airy généralisée

- $x$  : fréquence normalisée ( $\nu / (2 \cdot d)$ ).
- $E$  : champ complexe.
- $E$  : amplitude complexe du champ électrique.
- $y$  : densité spectrale de puissance saturante.
- $Y$  : puissance saturante.
- $\Gamma$  : demi-largeur à mi-hauteur du spectre en puissance.
- $L$  : pertes pour un aller-retour dans la cavité.
- $S$  : puissance de l'émission spontanée.
- $G$  : gain saturé pour un aller-retour dans la cavité.
- $n_g$  : indice de groupe.
- $A$  : paramètre caractéristique du milieu amplificateur ( $2 \cdot n_g$ ).
- $\phi$  : phase cumulée sur un aller-retour dans la cavité.



# Introduction



# Introduction

## L'injection optique

Le premier verrouillage d'un oscillateur par un autre a été relevé pour la première fois en 1665 par HUYGENS [1], qui mis en évidence la synchronisation de deux pendules accrochés à un même mur : les deux pendules a priori indépendants oscillaient à l'unisson grâce aux faibles vibrations transmises par le mur. À partir du vingtième siècle, des expériences de synchronisation sont menées avec différents types d'oscillateurs. Nous pouvons relever par exemple les expériences menées avec des oscillateurs électriques par VAN DER POL [2] en 1927 ou ADLER [3] en 1946. D'autres furent menées avec des oscillateurs micro-ondes telles celles de HINES [4] en 1968.

Les premières expériences de synchronisation avec des lasers apparaissent très tôt après la réalisation expérimentale du premier laser. Nous pouvons reporter les premières études de PANTELL [5] en 1965, puis celles de STOVER [6] en 1966 : ce dernier effectue l'injection optique d'un premier laser à gaz dans un deuxième via un isolateur optique. Relevons l'importance de l'isolateur qui impose un couplage unidirectionnel des lasers : le signal du premier laser, que nous nommerons *maître*, est injecté dans le deuxième, que nous appellerons *esclave*, sans que l'esclave puisse influencer le maître. D'autres s'intéressent à des expériences similaires sans isolateur optique, mais nous parlons alors de lasers couplés et non injectés. Enfin, relevons que les premières expériences d'injection optique avec des lasers à semi-conducteurs furent effectuées par KOBAYASHI [7] [8] en 1980, avec des lasers à base d'AlGaAs à 840 nm.

De manière générale, l'injection a pour propriété de transmettre les caractéristiques spectrales du laser maître au laser esclave, notamment en terme de fréquence, de largeur de raie ou de bruit. Lorsque cette transmission est totale, l'esclave est dans un régime dit d'*accrochage total*, pour lequel sa seule contribution est la puissance, les caractéristiques spectrales étant celles du maître. De nombreuses applications découlent de l'injection optique avec des lasers, et ce dans de nombreux domaines comme nous allons le présenter par la suite. De ce fait, une étude fine de l'injection est nécessaire pour la compréhension des nombreux phénomènes observés. KOBAYASHI [7]-[9], mais aussi GOLDBERG [10] étudient les formes de la courbe d'accrochage et de régimes instables, en fonction de la puissance maître injectée dans l'esclave et du désaccord en fréquence entre les lasers maître et

esclave. Ils montrent une asymétrie de la plage d'accrochage due au facteur de couplage phase-amplitude [11] et montrent une largeur bistable de la plage d'accrochage. Quelques années plus tard, MOGENSEN [12] trace théoriquement et expérimentalement dans un plan défini par la puissance injectée et le désaccord en fréquence entre le maître et l'esclave, une carte des différents régimes d'injection de lasers CSP<sup>1</sup> à 830 nm et BH<sup>2</sup> à 1,3  $\mu$ m. Parmi ces différents régimes, on relève l'accrochage, mais aussi les instabilités dynamiques de type mélange multi-ondes simple. En 1988, PETITBON [13] précise les positions et les largeurs de la plage d'accrochage, décrit les variations de la puissance du laser injecté, et met en évidence la présence d'oscillations de relaxations prononcées excitées par l'injection. LEE [14] complète ces cartes en ajoutant des régimes de chaos et de mélange multi-ondes double. On notera enfin les travaux de KOVANIS [15] qui dressent une carte très complète de l'injection en 1995, ou les travaux effectués au sein de notre laboratoire par BONDIOU en 1997 [16] [17].

Nous l'avons dit, les différentes propriétés de l'injection optique ouvrent la voie à de nombreuses applications et ce dans de nombreux domaines. Nous présentons ici les applications majeures de l'injection optique :

- **Réduction de la largeur de raie du laser** : l'expérience consiste à injecter le laser esclave par un laser maître spectralement plus fin. Une des premières expériences de ce type est menée par ERIKSON [18] en 1971 avec l'injection d'un laser à colorant par un laser argon. On trouve par la suite d'autres études de ce type notamment sur des lasers à semi-conducteurs tels les travaux de GALLION [19] en 1985. Notons que l'injection d'un laser peu puissant mais fin spectralement dans un laser puissant mais large spectralement, permet par accrochage total l'obtention d'un laser puissant et fin spectralement, trouvant naturellement des applications dans des domaines tels que la spectroscopie, les lasers de puissance, ou la métrologie. Le LIDAR en est une bonne illustration, puisque ce laser couramment utilisé pour les études atmosphériques nécessite une grande finesse spectrale afin d'exciter un seul type de molécules, mais aussi une forte puissance optique puisque seule la faible composante rétro-diffusée du laser par les molécules peut être détectée.

- **Accrochage sur une fréquence absolue** : l'accrochage du laser esclave sur une fréquence atomique [20] ou moléculaire [21] permet l'obtention de lasers puissants à des fréquences absolues pour des applications variées liées à la métrologie.

- **Détermination de constantes des lasers** : l'injection optique est un moyen de déterminer expérimentalement certaines constantes liées aux lasers, les principales études se portent sur la mesure du facteur de couplage phase-amplitude [22]-[25].

- **Réduction du bruit** : différents types de bruits intrinsèques aux lasers peuvent être réduits par injection optique. L'étude du bruit d'un laser injecté a donc amené à quelques études fondamentales comme celles de SPANO [26] ou de SCHUNK [27] en 1986, mais aussi à de nombreuses études appliquées. Les études fondamentales de SPANO ou de SCHUNK

<sup>1</sup>CSP est un sigle anglais pour *Channel Substrate Planar*.

<sup>2</sup>BH est un sigle anglais pour *Buried Heterostructures*.

considèrent notamment le bruit en fréquence d'un laser injecté, de même que celle de LI-DOYNE [28] en 1990. IWASHITA [29] s'intéresse quant à lui au bruit de partition d'un laser à tendance multimode et montre que ce bruit est limitatif pour les transmissions longues distances à haut-débit, mais qu'il peut être réduit par accrochage du mode principal du laser esclave. D'autres [30] s'intéressent encore à la réduction du bruit d'amplitude. Enfin, le bruit d'intensité d'un laser peut aussi être réduit par injection optique [26] [27], éventuellement combinée avec un asservissement électronique [31] [32].

- **Génération de fréquences micro-ondes** : les phénomènes non-linéaires tels que les mélanges multi-ondes simple et double permettent la génération de fréquences micro-ondes par battement entre les différentes fréquences du spectre optique du laser esclave injecté. Puisqu'il a été observé du mélange d'ondes avec des composantes spectrales séparées de plusieurs GHz voire plusieurs dizaines de GHz, il est possible de générer des fréquences micro-ondes élevées, ce qui a amené à de nombreux travaux [33]-[42] depuis le début des années quatre-vingts.

- **Récupération d'horloge et resynchronisation** : dans le domaine des télécommunications optiques, la récupération d'horloge d'une manière toute optique est un sujet d'actualité et de grand intérêt pour les transmissions à haut-débit. La régénération d'un signal dégradé au cours d'une transmission longue distance peut nécessiter une resynchronisation des données sur une horloge de qualité. L'injection optique est une méthode toute optique présentée par plusieurs équipes [43]-[45] qui permet par injection du signal dégradé dans un laser à synchronisation de phase la régénération de ce signal.

- **Génération et synchronisation de chaos** : le chaos nous intéresse par sa complexité, notamment pour le codage de l'information dans des applications de cryptographie [46] [47]. De nombreuses études ont été menées sur des chaos de différentes natures, chaos généralement généré par des lasers et principalement des lasers à semi-conducteurs à cavité externe. Dans l'objectif d'utiliser ce chaos pour des transmissions optiques, il est nécessaire que le récepteur de l'information puisse interpréter le signal : il est donc nécessaire de pouvoir synchroniser le signal reçu par rapport à une référence. Des expériences de synchronisation de chaos par injection optique ont été menées sur différents types de lasers tels que des lasers à semi-conducteurs [48] ou encore des lasers à fibre [49] [50].

- **Fonctionnement monomode sous modulation rapide** : l'injection optique permet aussi d'assurer un fonctionnement monomode sous modulation rapide comme il le fut montré au début des années quatre-vingts [51]-[54].

- **Réduction des oscillations de relaxation en modulation directe** : la modulation directe d'une diode laser a pour inconvénient d'exciter d'autres modes longitudinaux d'un laser naturellement monomode, entraînant par battement des oscillations de relaxation dans la réponse temporelle du laser. LANG [55] et MOGENSEN [56] montrent qu'il est possible de s'affranchir de ces oscillations par injection optique en accrochant le mode longitudinal principal lors de la modulation, afin d'éviter l'excitation des modes secondaires.

- **Diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée** : la modulation directe d'un laser à semi-conducteurs a pour conséquence de générer une dérive temporelle de la fréquence instantanée du laser, communément appelée *chirp*. Cette dérive, généralement néfaste pour des systèmes de transmissions optiques, peut être diminuée par injection optique comme ont pu le montrer LIN [57] ou encore PIAZZOLLA [58] au milieu des années quatre-vingts.

- **Augmentation de la bande passante de modulation** : dans la recherche de débits toujours plus rapides dans les transmissions optiques, la bande passante de modulation des lasers à semi-conducteurs est une grandeur à maximiser. SIMPSON [59] ou encore WANG [60] montrent que l'injection optique permet d'augmenter la bande passante des diodes à semi-conducteurs.

- **Modulation de phase et de fréquence** : l'injection optique est aussi un moyen d'appliquer des modulations de fréquence [61] [62] ou encore de phase [24] [61] [63] dans le cadre des transmissions optiques.

- **Conversion en longueur d'onde** : les systèmes de transmissions optiques utilisant le multiplexage en longueurs d'onde nécessitent une conversion en longueur d'onde au niveau des nœuds de routage, jonctions auxquelles s'effectue une redistribution de l'information. Plusieurs solutions toutes optiques existent, celles utilisant l'injection optique [64]-[67] en font partie.

## Le savoir-faire du laboratoire

L'injection optique au sein du laboratoire de l'ENSSAT est un travail de longue haleine commencé par Patrick EVEN [68] avec des lasers à gaz au milieu des années quatre-vingt dix. Son travail présente une étude des propriétés spectrales d'un laser à gaz He-Ne à  $3,39 \mu\text{m}$  optiquement injecté. Après avoir montré les limites du modèle d'ADLER [3], il propose un modèle dans lequel le signal injecté génère un champ cohérent non résonnant, en plus du champ normal résonnant dans le laser esclave. Cette approche permet la description de l'amplification régénérative, à la fréquence injectée, quand le laser est en dessous du seuil d'oscillation. Elle permet également de décrire convenablement la forme de raie du laser injecté et de comprendre les phénomènes bistables du laser injecté [69] [70].

Les études sur l'injection optique au laboratoire se sont poursuivies avec Marc BONDIOU [17] sur les lasers à semi-conducteurs. Il décrit les propriétés spectrales du laser injecté avec une distinction entre les phénomènes observés près et loin du seuil, il observe et cartographie loin du seuil quelques régimes de dynamiques non-linéaires. Il montre aussi que le laser esclave injecté accroché adopte la largeur de raie du laser maître, que ce dernier soit plus étroit ou plus large spectralement que l'esclave : on parle alors respectivement de transfert de pureté ou d'impureté spectrale. Il observe d'autre part que le transfert d'impureté spectrale s'effectue de manière progressive avec la puissance injectée.

De manière plus générale, son travail expérimental a permis de caractériser avec précision le transfert de pureté spectrale. Quant à ses travaux théoriques, ils diffèrent de ceux présentés par Patrick EVEN puisque le laser esclave est caractérisé dans le domaine spectral par une fonction de transfert afin d'expliquer le transfert partiel de largeur de raie.

La dernière thèse soutenue au laboratoire sur le sujet est celle de Renaud GABET [71] dont les études sur l'injection optique de lasers à semi-conducteurs se situent dans la continuité de celles de Marc BONDIOU. Il caractérise finement l'injection optique en fonction des différents paramètres de contrôle de l'injection, à savoir la puissance injectée et le désaccord de fréquence entre le maître et l'esclave, et ce pour différents courants de polarisation du laser esclave. Il établit des cartographies complètes d'injections intramodale et intermodale, et cartographie les zones bistables de ces cartes. L'étude de l'injection de faibles signaux cohérents lui permet de proposer comme nouvelle application à l'injection optique la détection de très faibles signaux cohérents, avec une détection en continu d'une puissance de -117 dBm à température ambiante. D'un point de vue théorique, il applique le modèle de la fonction d'Airy généralisée au cas de l'injection de faibles signaux de même fréquence que l'esclave mais de largeur spectrale inférieure. Il montre une excellente concordance avec les résultats expérimentaux. D'autre part, il commence à élaborer une fonction de transfert pour un laser de type DFB, dont l'étude serait à terminer au-dessus du seuil.

## Étude comparative de l'injection

Nous présentons dans ce document une étude comparative de l'injection optique avec des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre. Ces lasers sont des sources continues monomodes de natures, donc de caractéristiques, différentes. Nous développerons en particulier les différences notables en terme de bruit, de largeur spectrale, et de fréquences de relaxation. Nous allons montrer dans ce document que l'allure générale des phénomènes d'injection rencontrés dépend principalement de la nature du laser esclave.

Nous verrons que nous pouvons utiliser l'injection optique pour la détection de très faibles puissances optiques. Le laser esclave sert alors d'amplificateur cohérent du faible signal injecté. Afin de détecter des puissances injectées toujours plus faibles, nous avons cherché à obtenir des lasers esclaves de grande qualité, donc de moindre bruit. En particulier, compte tenu des mécanismes physiques mis en jeu lors d'une injection optique, l'émission spontanée du laser esclave est une limitation pour la détection. Ainsi, les lasers à fibre nous intéressent puisque nous pouvons espérer avoir un taux d'émission spontanée plus faible que pour un laser à semi-conducteurs : c'est cette motivation qui nous a amené à la collaboration avec l'Université Laval pour la fabrication de lasers à fibre. Nous n'avons cependant pas pu tester les lasers à fibre sur une expérience de détection de faibles signaux à cause de problèmes expérimentaux liés à notre résolution spectrale.



Les études théoriques effectuées au laboratoire reposent sur le modèle de la fonction d'Airy généralisée appliquée aux lasers. Ce modèle original de qualité est fondé sur la fonction de transfert d'une cavité passive, étendue au cas actif. La simplicité de cette méthode permet une très bonne description de l'injection comme nous pourrions le démontrer. L'étude expérimentale de l'injection d'un laser esclave par des lasers maîtres de caractéristiques spectrales différentes va nous permettre de décrire notamment l'influence de la largeur spectrale du maître sur l'esclave injecté. La plupart des équipes travaillant sur l'injection optique s'intéressent uniquement à la puissance maître injectée dans l'esclave, et ce pour des puissances injectées moyennes à fortes. Nous allons montrer ici l'importance de la répartition de cette puissance injectée dans le domaine spectral pour de faibles puissances injectées, et démontrerons notamment qu'un laser maître a d'autant plus d'impact sur l'esclave que sa finesse spectrale est grande lors de l'injection faibles signaux. En d'autres termes, l'injection optique est d'autant plus efficace que le maître est fin spectralement. C'est ainsi le maximum de densité spectrale de puissance injectée qui importe, et plus précisément le rapport de cette densité spectrale à celle de la puissance spontanée amplifiée de l'esclave libre, car les phénomènes d'injection résultent de la compétition entre le signal spontané amplifié de l'esclave et le signal injecté. Nous justifions donc ici l'importance d'une description spectrale des modèles sur l'injection optique.

Une autre différence notable entre les lasers à fibres et les lasers à semi-conducteurs concerne les fréquences de relaxation. En effet, nous savons que les fréquences de relaxation d'un laser à semi-conducteurs sont de l'ordre de plusieurs GHz, alors que celles d'un laser à fibre sont de quelques centaines de kHz seulement. Ainsi, la résolution temporelle des phénomènes d'injection pour l'injection de lasers à fibre est facilement accessible compte tenu de la bande passante des oscilloscopes temps réels actuels, mais ce n'est pas le cas pour les lasers à semi-conducteurs dont les fréquences de relaxation sont trop grandes relativement aux bandes passantes des oscilloscopes temps réel. À notre connaissance, il n'existe à ce jour aucune étude fondamentale de l'injection optique d'un laser à fibre monomode. De ce fait, il n'existe d'étude expérimentale temporelle fine de l'injection optique. Nous trouvons cependant quelques études théoriques temporelles de l'injection de lasers à semi-conducteurs comme celles de BOUYER [23] [72]. L'étude expérimentale temporelle fine de l'injection optique des lasers à fibre est donc des plus intéressantes puisqu'elle nous offre un domaine d'étude expérimental nouveau. De plus, l'étude temporelle des lasers à fibre injectés devrait pouvoir nous permettre de prédire le comportement temporel des lasers à semi-conducteurs injectés, et de les corréler aux observations effectuées dans le domaine spectral.

## Architecture du document

Nous allons dans ce document présenter une étude expérimentale statique et quasi-statique de l'injection optique scalaire. Nous commencerons par présenter les sources lasers utilisées pour nos expériences, en décrivant tout d'abord le principe général des sources à réflecteurs de Bragg ou à contre-réaction répartie, les lasers à semi-conducteurs utilisés, et enfin les lasers à fibre fabriqués à l'Université Laval.

Dans une deuxième partie, nous présenterons deux études sur l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs. Dans un premier temps, nous présenterons les travaux effectués dans la continuité de ceux de GABET [71] sur l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser de même nature, avec des cartographies détaillées de l'injection qui prennent notamment en compte les zones bistables de l'injection, une étude rapide du comportement temporel du laser esclave injecté, l'utilisation de l'injection optique pour la détection de très faibles puissances cohérentes, l'observation des phénomènes d'attraction ou de répulsion en fréquence, et enfin la présentation d'une application pour la synchronisation de chaos. Dans un deuxième temps, nous étudierons l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre et comparerons cette étude avec la précédente. Nous pourrions ainsi montrer que l'efficacité de l'injection est d'autant plus importante que le laser maître est fin spectralement, mais les phénomènes observés restent globalement les mêmes.

Dans une troisième partie, nous nous intéresserons à l'injection d'un laser à fibre à contre-réaction distribuée. Dans un premier temps, ce laser sera injecté par un laser à semi-conducteurs. Après quelques cartographies nécessaires à une bonne caractérisation de l'injection, nous travaillerons dans un domaine temporel. Nous pourrions y observer des allures temporelles du laser injecté originales, et tenterons de détailler leurs évolutions avec le désaccord ou la puissance injectée. Dans un deuxième temps, nous étudierons l'injection d'un laser à fibre par un laser de même nature. L'obtention de cartes de l'injection étant difficile pour des raisons que nous évoquerons, nous nous concentrerons sur l'étude temporelle d'une grande richesse amenant à des perspectives théoriques pour la compréhension des phénomènes rencontrés.

Enfin, nous présenterons dans une quatrième partie le modèle théorique de la fonction d'Airy généralisée aux lasers, en nous intéressant à l'injection faibles signaux. Nous étudierons le cas d'une injection pour un laser maître plus cohérent que l'esclave, avec un désaccord nul ou non. Nous montrerons aussi l'importance de la cohérence du laser maître quant à l'efficacité de l'injection faibles signaux.





**Première partie**

**Sources lasers utilisées**



**L**E principe fondamental sur lequel repose le LASER revient à EINSTEIN [73] qui effectua la distinction entre les phénomènes d'émission spontanée et stimulée d'un photon en 1917. L'acronyme LASER, pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, proposé par GOULD et GORDON en 1957 découle des études effectuées dans le domaine des micro-ondes depuis la réalisation du premier MASER, pour Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, par TOWNES à base d'ammoniac en 1954. GORDON [74] ou encore BASOV [75] participent par leurs avancées sur les MASERS à la naissance du LASER dont le concept est présenté pour la première fois dans des publications en 1958 avec les écrits de SCHAWLOW [76] et de PROKHOROV [77]. Quant à la première démonstration expérimentale d'un LASER, elle est effectuée par MAIMAN en 1960 avec un rubis pompé par des lampes flash, et repose donc sur les travaux effectués par KASTLER sur le pompage optique en 1950. TOWNES, PROKHOROV et BASOV seront récompensés du prix Nobel pour leurs travaux sur le LASER en 1964, et KASTLER pour ses travaux sur le pompage optique en 1966. Trouvant par la suite des applications aussi variées que le découpage de métaux, la chirurgie, les télécommunications, l'éclairage, l'impression ou le refroidissement d'atomes, le LASER est ainsi devenu laser en entrant dans le vocabulaire courant et dans notre quotidien.

Dans ce document, nous utiliserons des lasers à contre-réaction répartie de deux natures différentes : à semi-conducteurs ou à fibre. Nous présenterons dans un premier chapitre les sources à contre-réaction répartie. Dans un deuxième chapitre, nous présenterons les lasers à semi-conducteurs, leur histoire, ainsi que les échantillons utilisés, à savoir des puces commerciales à contre-réaction répartie. Dans un troisième chapitre, nous détaillerons les lasers à fibre fabriqués à l'Université Laval dans le cadre de ce doctorat en cotutelle. Nous présenterons aussi un historique de ces lasers, leur fabrication et leur caractérisation.



# Chapitre 1

## Lasers à contre-réaction répartie et lasers à réflecteurs de Bragg répartis

Qu'ils soient à semi-conducteurs ou à fibres, les lasers utilisés dans ce document sont à contre-réaction répartie ou à réflecteurs de Bragg répartis. La particularité structurelle de ces lasers est la présence d'un réseau de Bragg. Les lasers à contre-réaction répartie ou encore lasers DFB comportent un réseau distribué le long de la structure. Les lasers à réflecteurs de Bragg répartis, dits DBRs, utilisent un ou deux réseau(x) comme miroir(s). Dans le cadre des lasers DFB à semi-conducteurs, le réseau est inscrit dans le substrat au dessus du milieu de gain, alors que pour les DBRs le réseau est inscrit dans une partie passive située après le milieu de gain (il n'y a en général qu'un seul réseau). Pour les lasers à fibre, qu'ils soient DFBs ou DBRs, les réseaux sont inscrits dans le milieu actif directement, ou dans un anneau photosensible entourant le milieu actif. Les lasers DBRs à fibre comportent généralement deux réseaux.

Nous allons présenter les propriétés générales d'un réseau de Bragg, avant de présenter le concept d'un laser à contre réaction répartie ou à réflecteur de Bragg. Nous pourrions alors présenter les lasers à semi-conducteurs utilisés, puis la fabrication et la caractérisation des lasers à fibre utilisés.

### 1.1 Réseaux de Bragg

De manière générale, un réseau est une structure périodique qui constitue un élément diffractif mais surtout dispersif, permettant une sélection en longueur d'onde. Le grand public en fait l'expérience régulière en observant la dispersion de la lumière solaire par la face gravée d'un disque compact. La fabrication du premier réseau de diffraction revient à Joseph VON FRAUNHOFER en 1821, ils seront par la suite largement utilisés, principalement dans le domaine de la spectroscopie. Les réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres sont, comme la plupart des réseaux en espace libre, constitués par une modulation spatiale périodique de leur indice de réfraction.



L'origine de la dénomination de Bragg revient aux travaux effectués par W. L. BRAGG et son père W. H. BRAGG sur la diffraction de rayons X par des structures cristallines [78], travaux récompensés par un prix Nobel en 1915. W.L. BRAGG et G. WULFF ont étudié la diffraction de rayons X par réflexion sur un cristal, considéré comme un empilement de plans cristallins régulièrement espacés du paramètre de maille  $a$ . Ainsi, une onde à la longueur d'onde  $\lambda$  arrivant sur le cristal avec un angle  $\theta$  relativement au plan du cristal se voit réfléchi sur chaque plan cristallin selon la loi de SNELL-DESCARTES. L'ensemble des ondes réfléchies ne peuvent interférer de manière constructive que si elles sont en phase. Le déphasage entre ces ondes multiples est fonction de la différence de chemin optique parcouru, donc de  $\theta$ ,  $a$  et  $\lambda$ . Ainsi, pour un cristal et une source de rayons X donnés, l'angle dit de Bragg est l'angle d'incidence pour lequel la diffraction du cristal est maximale. Ces travaux ont été d'une importance capitale au début du vingtième siècle car la mesure de l'angle de Bragg a permis la mesure du paramètre de maille des cristaux.

Dans le cadre des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres, ce n'est pas l'angle qui varie, puisque la fibre est un milieu guidé qui impose la direction de propagation, mais la longueur d'onde. Ainsi, nous allons montrer qu'il existe une longueur d'onde, naturellement appelée longueur d'onde de Bragg, pour laquelle les ondes réfléchies par les différents plans d'indice du réseau sont en phase, amenant à une réflexion maximale sur le réseau.

### 1.1.1 Propriétés fondamentales des réseaux uniformes

L'objectif de ce paragraphe est de décrire les propriétés fondamentales des réseaux de Bragg sans nous attarder sur la méthode de fabrication qui sera développée dans le cadre des lasers à fibre au paragraphe §3.2, ni les démonstrations mathématiques que le lecteur pourra trouver dans l'article très complet d'ERDOGAN [79]. Nous allons dans un premier temps décrire les propriétés fondamentales d'un réseau de Bragg uniforme.

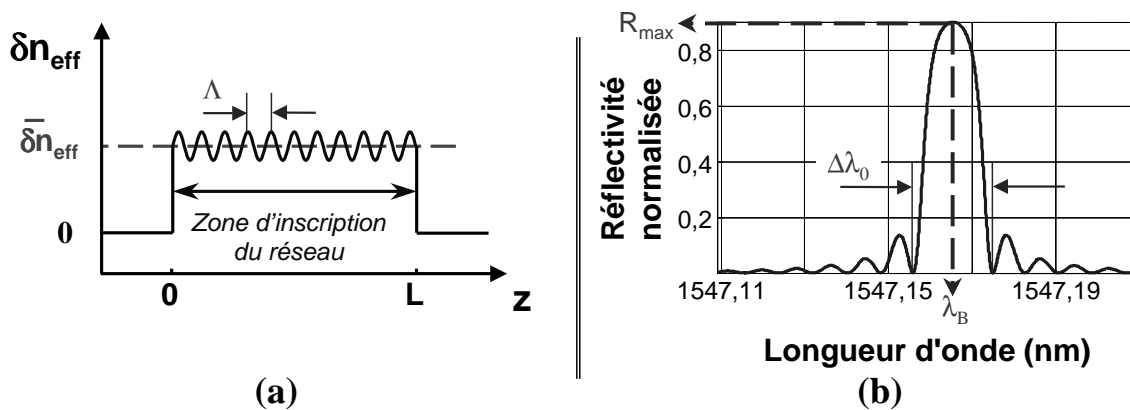


FIG. 1.1 – Réseau uniforme : variation spatiale de l'indice effectif et réflectivité associée.

*Réseau uniforme à pas constant non apodisé.*

*Le spectre en réflexion (b) a été obtenu par simulations numériques pour une fibre optique dont la modulation spatiale de l'indice optique correspond à l'allure décrite en (a).*

*La période de la modulation d'indice (a) n'est pas conforme à la réalité par soucis de lisibilité.*

Que ce soit dans les semi-conducteurs ou dans les fibres, la structure transverse du guide assure un fonctionnement monomode. Ce mode de propagation est décrit par son indice effectif  $n_{eff}$ , compris entre les indices de cœur du guide et de la gaine (ou du substrat). Dans les fibres ou dans les semi-conducteurs, le réseau est constitué d'une modulation spatiale périodique de l'indice  $n$  de réfraction de la zone photosensible du guide : cela peut être le cœur, la gaine, un anneau photosensible, le substrat ou autres. En tout cas, la perturbation de l'indice de réfraction  $\delta n$  se traduit par une perturbation de l'indice effectif  $\delta n_{eff}$  à un facteur près, le facteur de recouvrement du champ avec la zone dans laquelle est inscrite le réseau. Ce lien entre les perturbations de l'indice effectif et de l'indice du guide se traduit par l'équation 1.1.

$$\delta n_{eff} \simeq \Gamma \cdot \delta n \quad (1.1)$$

$\delta n_{eff}$  est la variation spatiale de l'indice effectif due au réseau,

$\delta n$  est la variation spatiale de l'indice de réfraction du guide due au réseau,

$\Gamma$  est le facteur de recouvrement du mode de propagation du guide avec le réseau.

Comme le montre la figure 1.1 (a), la perturbation de l'indice effectif  $\delta n_{eff}$  comporte deux composantes : une composante continue  $\overline{\delta n_{eff}}$  et une composante alternative de période  $\Lambda$ . Ces deux termes sont mis en évidence dans la relation 1.2, qui exprime la perturbation de l'indice effectif en fonction de la coordonnée longitudinale  $z$ .

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}} \cdot \left\{ 1 + v(z) \cdot \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z + \phi_c(z) \right) \right\} \quad (1.2)$$

$\overline{\delta n_{eff}}$  est la moyenne spatiale de la variation d'indice effectif,

$v$  la visibilité de la modulation d'indice,

$\Lambda$  la période de la modulation d'indice,

$\phi_c$  la phase caractéristique d'un réseau à pas variable.

La composante alternative offre au réseau sa propriété fondamentale de réflecteur sélectif en longueur d'onde comme le montre le spectre en réflexion présenté figure 1.1 (b). Une grandeur importante pour un réseau est la longueur d'onde de référence  $\lambda_{ref}$ , qui correspond à la longueur d'onde centrale réfléchie par un réseau très faible. Elle dépend de la période  $\Lambda$  de la modulation de l'indice effectif telle que définie par la relation 1.3.

$$\lambda_{ref} = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (1.3)$$

$n_{eff}$  est l'indice effectif du guide sans réseau.

L'alternance d'indices hauts et bas le long de la fibre agit comme une multitude de miroirs partiellement réfléchissants. Un faisceau incident sur le réseau se verra ainsi partiellement réfléchi à chaque interface. C'est le couplage qui s'effectue entre les champs co-propagatif et contra-propagatif le long du réseau qui lui confère sa propriété de réflecteur sélectif en longueur d'onde. La grandeur caractéristique du couplage entre les champs co

et *contra* est le coefficient de couplage  $\kappa$  dont l'expression est donnée à l'équation 1.4 en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ .

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \cdot v \cdot \overline{\delta n_{eff}} \quad (1.4)$$

Une caractéristique essentielle pour un réseau est la réflectivité maximale  $R_{max}$ . Pour une structure de longueur  $L$ , nous pouvons montrer [79] qu'elle s'exprime par l'équation 1.5. Ainsi, pour obtenir un réseau de forte réflectivité, il suffit d'augmenter la longueur  $L$  du réseau, ou d'augmenter la constante de couplage  $\kappa$ . Retenons que dans ce document, nous exprimerons la force d'un réseau par le produit  $\kappa \cdot L$ .

$$R_{max} = \tanh^2(\kappa \cdot L) \quad (1.5)$$

On peut aussi définir la largeur spectrale  $\Delta\lambda_0$  de la réflectivité d'un réseau de Bragg en considérant la largeur entre les deux longueurs d'ondes, autour de la longueur d'onde centrale, dont la réflexion est nulle (cf. figure 1.1 (b)). L'expression d'une telle bande passante est définie équation 1.6.

$$\Delta\lambda_0 = \lambda \cdot \frac{v \cdot \overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda_{ref}}{v \cdot \overline{\delta n_{eff}} \cdot L} \right)^2} \quad (1.6)$$

Pour les réseaux faibles, l'unité sous la racine est négligeable devant l'autre terme : la largeur spectrale de la réflectivité est alors d'autant plus étroite que le réseau est long. En conservant le produit  $\kappa \cdot L$  constant, on peut augmenter la finesse sans changer la réflectivité maximale : on inscrit pour cela un réseau plus long et moins fort. Par contre pour des réseaux forts, c'est l'unité sous la racine qui domine : la largeur spectrale est alors indépendante de la longueur et ne dépend que de la force du réseau. Le fait que la bande passante du réseau ne dépende plus de sa longueur s'explique par le fait que l'onde pénètre très peu dans un réseau fort et ne voit donc pas l'intégralité du réseau. Un réseau fort peut être beaucoup plus large spectralement qu'un réseau faible (facteur 10 à 100).

Enfin, la composante continue de la modulation de l'indice effectif fait que la longueur d'onde du maximum de réflectivité n'est pas à la longueur d'onde de référence exactement, mais à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  définie par l'équation 1.7.

$$\lambda_B = \left( 1 + \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \right) \cdot \lambda_{ref} = 2 \cdot (n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}}) \cdot \Lambda \quad (1.7)$$

Ainsi, elle augmente avec la longueur d'onde de référence, qui augmente avec l'indice effectif. Pour accroître la longueur d'onde centrale, il suffit d'augmenter l'indice moyen  $\overline{\delta n_{eff}}$  de la fibre.

On peut remarquer que par rapport à la première approximation qui donne la longueur d'onde du filtre comme la longueur d'onde de référence, nous faisons intervenir un décalage vers les grandes longueurs d'ondes.

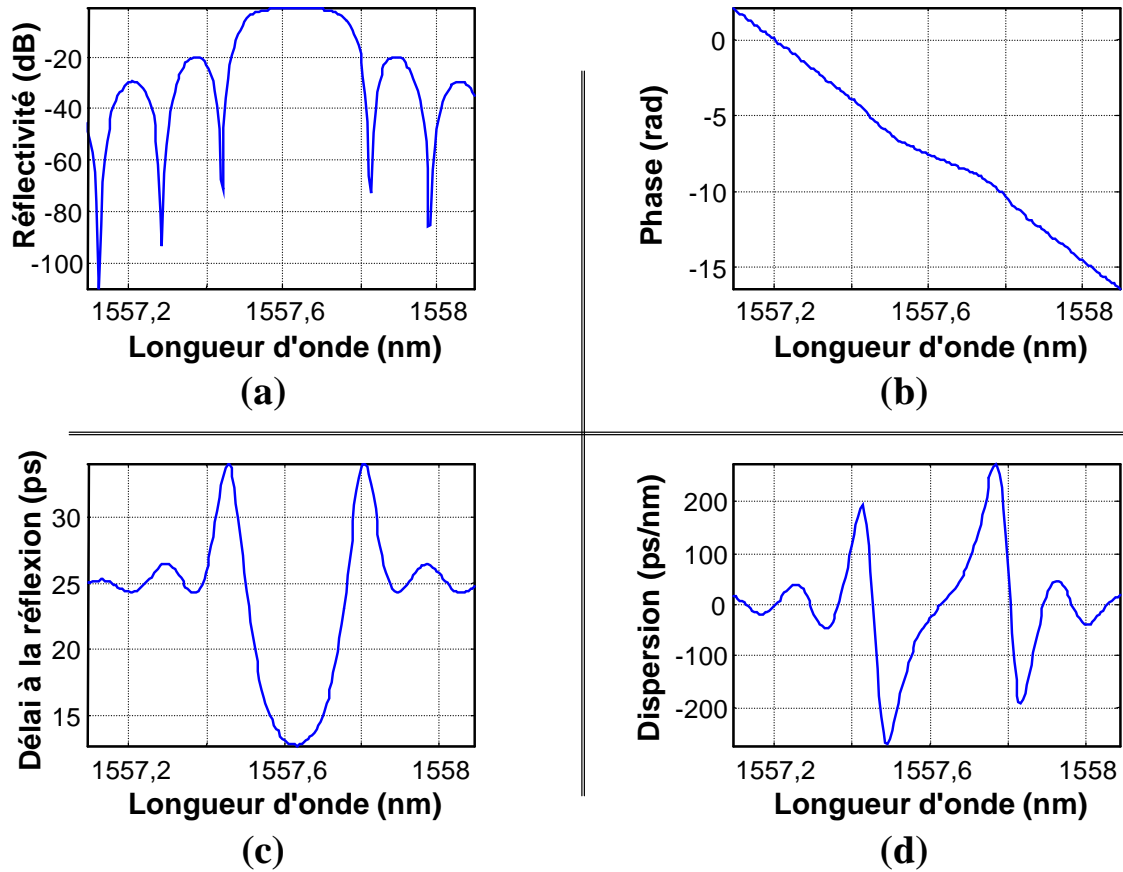


FIG. 1.2 – Réflectivité, phase, délai et dispersion d'un réseau de Bragg.

Simulations numériques d'un réseau de 5 mm de modulation d'indice effectif de  $2 \cdot 10^{-4}$  photo-inscrit dans une fibre optique. À la réflectivité (a) sont associés la phase (b), le délai (c) et la dispersion (d) à la réflexion.

Dans le cadre de l'étude sur les lasers, il est fondamental de s'intéresser à la phase du champ électrique et non seulement à l'intensité lumineuse. La figure 1.2 présente la réflectivité spectrale en intensité (a) caractéristique du module du champ réfléchi, ainsi que la phase (b) associée. La phase calculée n'est autre que l'argument  $\theta$  de la réflectivité complexe du réseau. Nous remarquons que les différentes longueurs d'ondes ne sont pas en phase après réflexion, nous pouvons donc considérer qu'elles sont retardées les unes par rapport aux autres. Le déphasage s'exprime alors en un délai  $\tau$  tel que présenté dans l'équation 1.8, et tracé en fonction de la longueur d'onde en (c).

$$\tau = \frac{d\theta}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi \cdot c} \cdot \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (1.8)$$

Nous montrerons au paragraphe §1.2 que la longueur d'onde de Bragg est en anti-résonance dans le réseau, ce qui explique qu'elle soit réfléchi et non transmise. Nous remarquons que cela se traduit par un délai très court à la réflexion, contrairement aux longueurs d'ondes qui résonnent, dont la réflectivité est faible et dont la pénétration dans le réseau est plus grande. Les longueurs d'ondes résonnantes ont par conséquent un délai

important à la réflexion.

Du retard à la réflexion nous déduisons naturellement la dispersion  $D$  du composant équation 1.9, tracée en (d).

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^2} \cdot \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \quad (1.9)$$

Nous pouvons remarquer que la dispersion est linéaire sur une petite plage spectrale autour de la longueur d'onde centrale. L'exploitation de la dispersion des réseaux de Bragg sera utilisée principalement avec les réseaux à pas variable comme nous pourrons le voir au paragraphe §1.1.4.

### 1.1.2 Réseau avec saut de phase

Un aspect important quant aux réseaux de Bragg appliqués aux lasers est le saut de phase. Il est possible d'introduire une rupture dans la phase de la modulation d'indice.

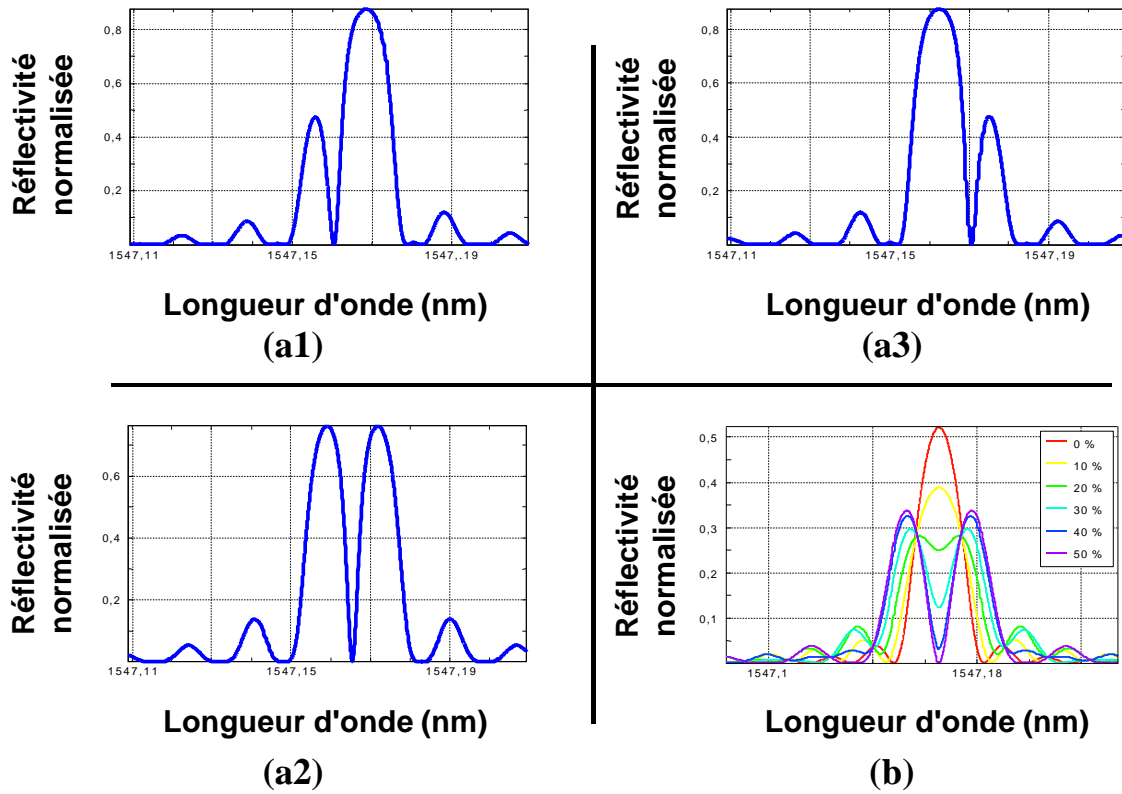


FIG. 1.3 – Réflectivités de réseaux avec sauts de phase.

*Les spectres en réflexion ont été obtenus par simulations numériques pour une fibre optique.*

*Les graphes (a1) (a2) (a3) correspondent à des réseaux en milieu de cavité*

*avec différents sauts de phase de valeurs respectives  $\pi/4$  rad,  $\pi/2$  rad et  $3 \cdot \pi/4$  rad.*

*Le graphe (b) correspond à des réseaux avec un saut de phase de  $\pi/2$  rad situé à différentes positions.*

La rupture dans la phase du réseau de Bragg modifie les longueurs d'onde résonantes dans la structure, et crée une fenêtre de transmission spectralement étroite tout en élargissant le lobe principal de réflexion. La longueur d'onde de cette fenêtre de transmission

dépend de la valeur du saut de phase comme le montrent les graphes (a) de la figure 1.3, à comparer au même réseau sans saut de phase figure 1.1 (b). Quant à la position longitudinale du saut de phase dans le réseau, elle change la profondeur de ce pic supplémentaire comme le montre le graphe (b). Le lecteur pourra se référer aux études de ALFERNES [80] qui présente l'inscription d'un saut de phase dans une structure à semi-conducteurs ; mais aussi à celles de CANNING [81] qui inscrit un réseau avec saut de phase permanent dans une fibre optique par post-inscription UV, à celles de LOH [82] qui permet d'inscrire le saut de phase au cours de l'inscription dans la fibre, ou encore celles de JANOS [83] ou MARTINEZ [84] qui étudient en détail les propriétés des réseaux avec saut de phase dans les fibres.

### 1.1.3 Réseau apodisé

Nous avons pu remarquer figure 1.1 (b) qu'un réseau de Bragg n'est pas seulement réflectif autour de la longueur d'onde de Bragg, car le spectre en réflexion du réseau uniforme présente des lobes secondaires. Comme le décrit ERDOGAN [79] dans son article

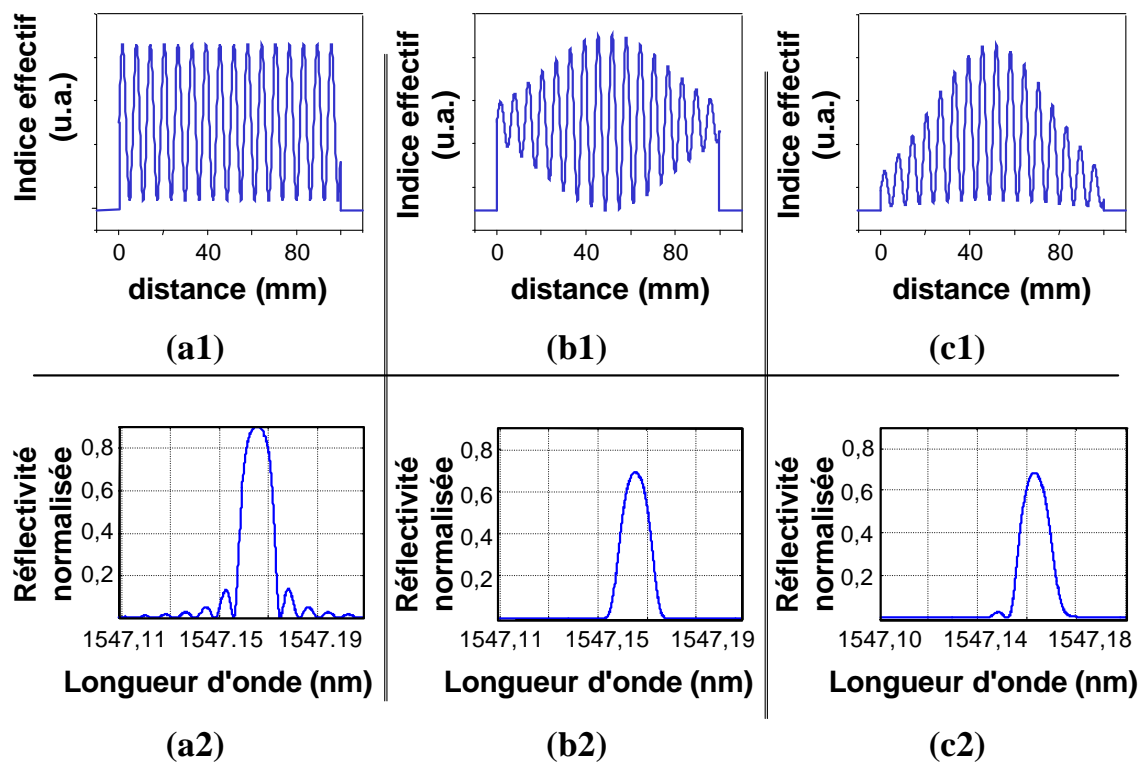


FIG. 1.4 – Différents profils d'apodisation de réseaux de Bragg.

*Simulations numériques pour une fibre optique.*

*Les modulations d'indice (1) et leurs réflectivités associées (2) sont représentées pour :  
un réseau uniforme (a), un réseau apodisé avec un profil Gaussien et conservation de l'indice moyen (b),  
un réseau apodisé Gaussien sans conservation de l'indice moyen (c).*

*Les périodes des modulations d'indice (1) ne sont pas conformes à la réalité par soucis de lisibilité.*

de synthèse sur les réseaux de Bragg dans les fibres, il est possible de diminuer ces lobes, ou encore ces pieds, par des méthodes d'apodisation<sup>1</sup>. Tout comme l'étude de la diffraction de Fraunhofer utilise la transformée de Fourier de la fonction de transmission spatiale d'un réseau en espace libre pour déduire l'allure de la figure spatiale de diffraction, nous pouvons dans une première approximation<sup>2</sup> considérer que le spectre en réflexion d'un réseau est la transformée de Fourier de sa modulation d'indice. Une modulation d'indice telle que présentée figure 1.1 (a) se décompose en le produit d'un sinus de période  $\Lambda$  par une fonction porte  $\Pi$  de largeur  $L$ . La transformée de Fourier est donc le produit de convolution d'un Dirac  $\delta$  avec un sinus cardinal : c'est la fréquence du sinus donc la position du Dirac qui fixe la longueur d'onde réfléchie, et le sinus cardinal qui apporte les pieds au spectre en réflexion. Afin de s'affranchir de ces pieds, l'idée simple consiste à remplacer la fonction porte de la modulation d'indice par un profil dont la transformée de Fourier ne comporte pas de lobes secondaires, tel un profil Gaussien. La figure 1.4 (b) montre le cas d'une apodisation Gaussienne dont la modulation d'indice (b1) permet d'obtenir un spectre en réflexion (b2) épuré de ses lobes secondaires. Nous pourrions remarquer en comparant plus finement les figures 1.4 (a2) et (b2), que l'apodisation se fait au détriment d'un élargissement spectral du réseau. La figure 1.4 (c1) nous montre que si l'indice effectif moyen varie spatialement, la réflectivité associée (c2) est dissymétrique. L'apodisation est donc appliquée par une modulation spatiale de la visibilité  $v$  de la modulation d'indice afin de conserver constant l'indice effectif moyen. Dans le cadre de la fabrication de lasers à fibre, nous n'avons pas trouvé nécessaire d'apodiser les réseaux mais d'autres [86] [87] auront cependant montré quelques intérêts, tel l'augmentation du rapport de suppression de mode dans les lasers à fibre à contre-réaction répartie.

### 1.1.4 Réseau à pas variable

Notons qu'il est aussi possible d'introduire un glissement de fréquence dans la partie alternative de la modulation d'indice, c'est-à-dire que la période du réseau croît linéairement le long du guide. Tel que le montre la modulation d'indice présentée sur la figure 1.5 (b1), différentes longueurs d'ondes peuvent se réfléchir sur le réseau. Ceci se traduit par un élargissement spectral important de la réflectivité du réseau à pas variable (b2) à comparer à un réseau similaire mais à pas constant (a2). Notons aussi que, globalement, les différentes longueurs d'ondes ne se réfléchissent pas à la même position dans le réseau, ce qui introduit un retard linéaire en fonction de la longueur d'onde : ceci permet d'utiliser les réseaux de Bragg à pas variable comme compensateurs de dispersion<sup>3</sup>. Mais compte

<sup>1</sup>Le mot *apodiser* vient du Grec *a-pod* pour *enlever les pieds*.

<sup>2</sup>Cette approximation dite de Riccati n'est valable que pour des réseaux de faibles réflectivités, inférieures à 30 % environ. L'approche des réseaux faibles, appliquée à la théorie des modes couplés, ramène le problème mathématique de la recherche du spectre en réflexion du réseau à une seule équation dite de Riccati, du nom du mathématicien. Le lecteur trouvera la démonstration mathématique dans la littérature [85].

<sup>3</sup>Pour être précis, la compensation de dispersion par réflexion sur un réseau de Bragg à pas variable utilise le fait que sa dispersion est constante sur une large bande spectrale.

tenu du fait qu'une longueur d'onde donnée n'est réfléchiée que sur une courte longueur de réseau, la réflectivité d'un réseau à pas variable est plus faible qu'un réseau uniforme. On comprendra aussi aisément que la bande passante du réseau croît linéairement avec la longueur et l'importance du glissement de fréquence de la modulation d'indice (traduit par le terme de phase  $\phi_c$  qui est décrit dans l'équation 1.2). Enfin, nous aurons remarqué que les simulations présentées sur la figure 1.5 correspondent à des réseaux apodisés : le spectre en réflexion d'un réseau à pas variable sans apodisation comporterait des oscillations pour les hautes réflectivités.

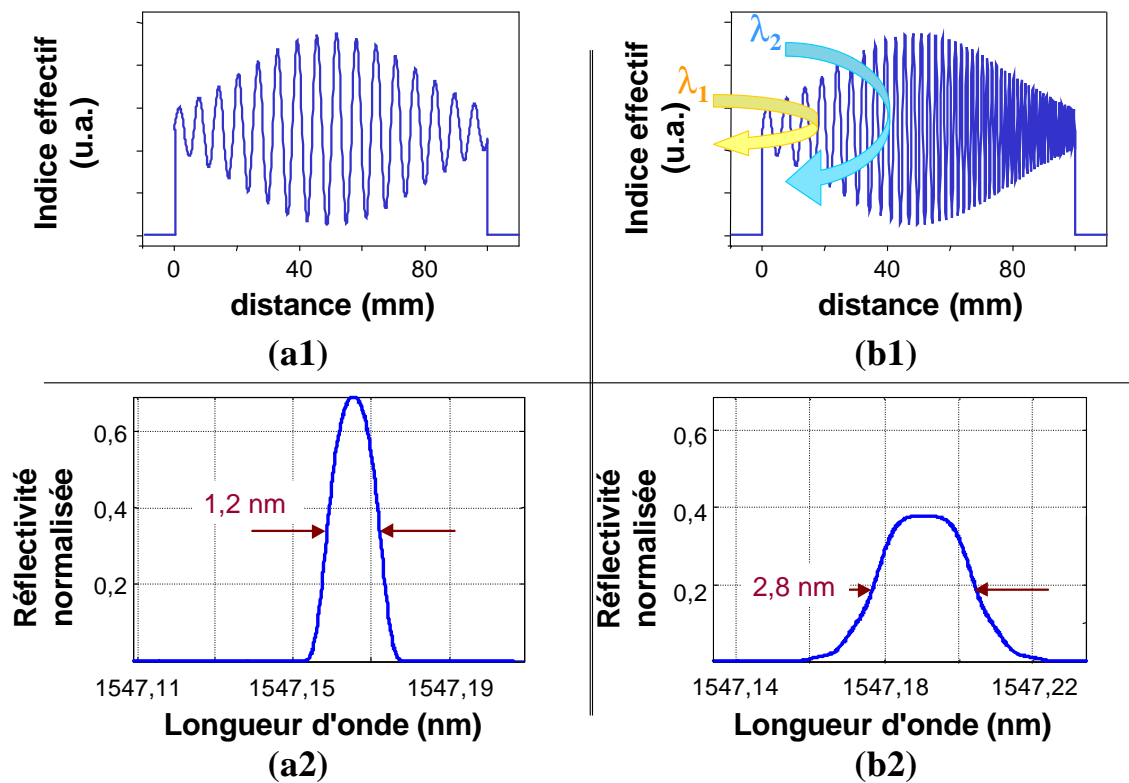


FIG. 1.5 – Réflectivité d'un réseau à pas constant comparée à un réseau à pas variable.

*Réseau apodisé à pas constant (a) et à pas variable (b).*

*Les spectres en réflexion (2) ont été obtenus par simulations numériques pour une fibre optique dont les modulations spatiales de l'indice optique correspondent aux allures décrites en (1).*

*Les périodes des modulations d'indice (1) ne sont pas conformes à la réalité par soucis de lisibilité.*

## 1.2 Résonance

Nous allons dans cette partie expliquer comment utiliser ces miroirs sélectifs en longueur d'onde pour construire une cavité laser. Nous supposons ici la présence d'un milieu amplificateur dans la cavité. Ainsi nous raisonnerons en terme de laser lorsque nous parlerons de la résonance. Nous expliciterons par la suite le principe et les différents types de milieux amplificateurs utilisés (paragraphe §2.1.1 et §3.1.2). Nous commencerons par



présenter les lasers à réflecteurs de Bragg dont le principe est simple, avant de décrire le cas plus complexe des lasers à contre-réaction répartie.

### 1.2.1 Lasers à réflecteurs de Bragg répartis

Un des éléments constitutifs d'un laser est la cavité dans laquelle s'établit une résonance du champ électrique. La cavité des lasers à réflecteurs de Bragg répartis est constituée par un ou deux réseaux de Bragg. Dans le cadre des lasers à fibre, elle est constituée de deux réseaux comme le montre la figure 1.6. Dans le cas des lasers à semi-conducteurs, c'est généralement<sup>4</sup> un seul réseau, le deuxième miroir étant une simple clive du semi-conducteur ou un miroir obtenu par exemple par empilement de multiples couches de matériaux diélectriques déposées sur la tranche clivée du composant. La structure du guide dans un laser à semi-conducteurs, et de la fibre optique pour les lasers à fibre, sont telles qu'un seul mode transverse peut se propager : l'aspect monomode transverse est donc acquis. Nous allons voir que le fonctionnement monomode longitudinal est quant à lui obtenu par l'utilisation des réseaux de Bragg.

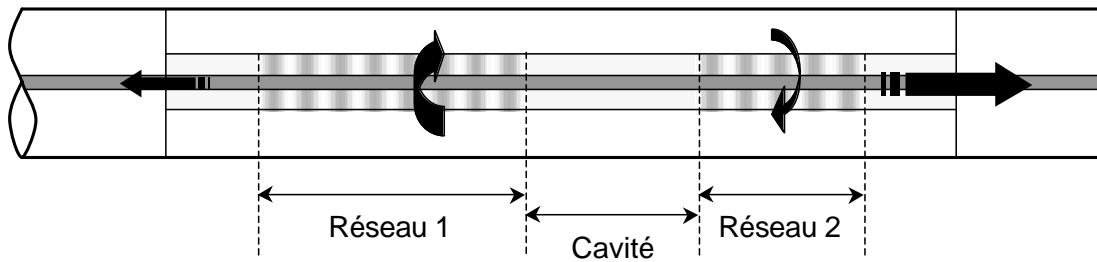


FIG. 1.6 – Principe de résonance dans un laser à fibre à réflecteurs de Bragg répartis.

*Nous présentons typiquement une structure qui sera utilisée pour la fabrication des lasers à fibre à réflecteurs de Bragg répartis.*

*Le réseau est situé dans un anneau photosensible autour du cœur dopé en terres rares de la fibre.*

*La fibre dopée photosensible est soudée à de la fibre ne comportant pas d'anneau photosensible.*

Dans une première approximation, nous pouvons considérer la cavité présentée figure 1.6 comme une cavité Fabry-Perot avec des miroirs sélectifs en longueur d'onde. Nous rappelons que les longueurs d'ondes résonantes dans une cavité Fabry-Perot de longueur  $d$  et d'indice  $n$  sont séparées de l'intervalle spectral libre ISL dont l'expression est définie équation 1.10.

$$ISL = \frac{c}{2 \cdot n \cdot d} \quad (1.10)$$

Seul un ensemble discret de longueurs d'ondes peut donc résonner dans la cavité. L'intérêt est de venir ne sélectionner qu'un seul mode résonnant, en utilisant la sélectivité spectrale des réseaux de Bragg dont la bande passante est de l'ordre de 30 GHz. Ainsi,

<sup>4</sup>Nous trouvons dans la littérature des lasers à semi-conducteurs DBRs constitués par un ou deux réseaux de Bragg, mais les plus répandus sont ceux constitués d'un seul réseau. Le lecteur pourra se référer au livre de Joindot [88] pour les différentes structures rencontrées, tant DBR que DFB.

plus la cavité sera courte, plus l'écart entre les modes de résonance sera grand, et plus la sélection modale sera importante. Pour les lasers à semi-conducteurs, les longueurs de cavité ne dépassent guère les  $500\ \mu\text{m}$  ce qui correspond pour un indice de 3 à un ISL de 100 GHz, et permet d'assurer facilement un fonctionnement monomode robuste du laser. En ce qui concerne les lasers à fibre, la longueur de cavité est de l'ordre du cm, ce qui correspond pour un indice de 1,5 à un ISL de 10 GHz seulement, et rend la sélection modale plus délicate. Nous pouvons aussi remarquer, comme l'illustre la figure 1.6, que la puissance de sortie du laser peut être orientée vers une des deux sorties en déséquilibrant la force des réseaux. La puissance de sortie sera la plus grande du côté du miroir le plus faible, donc du réseau le plus court s'ils sont inscrits avec la même constante de couplage.

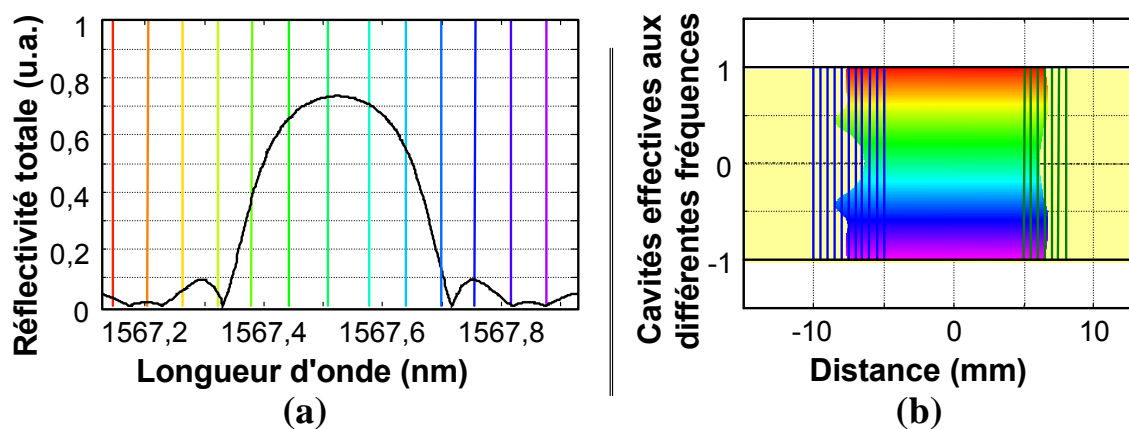


FIG. 1.7 – Sélection modale d'un laser à fibre à réflecteurs de Bragg répartis.

*Simulations numériques pour une fibre optique.*

*Le graphe (a) présente la réflectivité cumulée des deux réseaux, les lignes verticales sont les longueurs d'ondes résonantes dans la cavité. Le graphe (b) montre schématiquement que les différentes longueurs d'ondes ne voient pas la même longueur de cavité : elles se réfléchissent effectivement à différents endroits.*

*Les longueurs respectives des deux réseaux sont de 5 mm et 3 mm, leur modulation d'indice effectif de  $10^{-3}$ , la cavité fait 10 mm et la visibilité est de 0,9.*

La figure 1.7 résulte de simulations numériques appliquées à des fibres optiques, pour lesquelles nous calculons la phase cumulée sur un aller-retour dans la cavité en considérant le déphasage à la réflexion sur les réseaux fonction de la longueur d'onde. Les lignes verticales du graphe (a) représentent les longueurs d'onde résonantes dans la cavité. Nous observons bien que les différentes longueurs d'ondes résonantes ne voient pas les mêmes pertes, car elles ne voient pas la même réflectivité : la longueur d'onde laser sera celle de moindres pertes. Le graphe (b) de la figure 1.7 est une représentation de la longueur de cavité vue par les différentes longueurs d'ondes qui pénètrent plus ou moins dans le réseau, comme nous l'avons expliqué paragraphe §1.1 en présentant la phase à la réflexion des réseaux. Les fréquences en résonance dans la cavité ne sont donc pas exactement celles de la cavité Fabry-Perot considérée dans une première approximation, car elles dépendent du délai à la réflexion comme nous pouvons l'observer sur la figure 1.2 (c). L'intervalle spectral entre les longueurs d'ondes résonantes n'est donc pas constant et est fonction du

délai.

Notons enfin qu'il est facile d'accorder la fréquence d'un laser à réflecteurs de Bragg réparti : en accordant la longueur d'onde du réseau de Bragg, on peut accorder la longueur d'onde du laser. Ceci peut s'effectuer en étirant le réseau pour un laser à fibre, ou par injection d'un courant variable dans le cas d'un semi-conducteur : injecter un courant permet de modifier l'indice optique du matériau et ainsi changer la longueur d'onde réfléchie (cf. équation 1.7).

### 1.2.2 Lasers à contre-réaction répartie

Nous allons maintenant présenter le principe d'une cavité à contre-réaction répartie, dont la compréhension est moins intuitive que pour un laser à réflecteurs de Bragg répartis, car la cavité n'est constituée que d'un seul réseau de Bragg. Je propose dans ce paragraphe de se ramener à des considérations fondamentales pour expliquer la résonance dans le réseau. Les équations extraites d'un formalisme matriciel seront développées dans un paragraphe ultérieur. Le réseau de Bragg est donc une structure dans laquelle l'indice optique est modulé. Ainsi, la lumière voit en permanence un changement d'indice optique. Les relations fondamentales qui décrivent le comportement de la lumière à la transition de deux milieux d'indices différents, ou encore interface, sont les relations de Fresnel. Pour une onde polarisée TE se propageant dans un milieu d'indice  $n_1$  arrivant sous incidence normale sur un milieu d'indice  $n_2$ , la réflectivité en champ est définie par la relation 1.11.

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (1.11)$$

Si nous considérons le réseau de Bragg comme un ensemble distribué de cavités Fabry-Perot, les cavités les plus prononcées seront celles dont les miroirs sont les plus réfléchissants. D'après la relation 1.11, nous déduisons que le miroir le plus réfléchissant se trouve entre les extrema de la modulation d'indice, là où la pente est la plus grande (en valeur absolue). La cavité élémentaire distribuée dans un réseau de période  $\Lambda$  est donc  $\Lambda/2$  comme le montre la figure 1.8 (a).

La transmission en intensité  $T_{FP}$  d'une cavité Fabry-Perot de longueur  $d$ , d'indice de réfraction  $n$ , de miroirs de réflectivité en intensité  $R$  (transmission  $T = 1 - R$ ), et sous incidence normale, est définie par l'équation 1.12.

$$T_{FP} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{T^2} \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi \cdot n \cdot d}{\lambda}\right)} \quad (1.12)$$

Appliquée à une cavité élémentaire de longueur  $\Lambda/2$ , nous pouvons observer que la longueur d'onde de Bragg<sup>5</sup>  $\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda$  correspond à un minimum de la fonction de transmission  $T_{FP}$  : la lumière à cette longueur d'onde est donc réfléchie au maximum. Ceci

<sup>5</sup>Par soucis de compréhension, nous considérons ici la longueur d'onde de Bragg, définie équation 1.7, comme étant la longueur d'onde de référence définie équation 1.3.

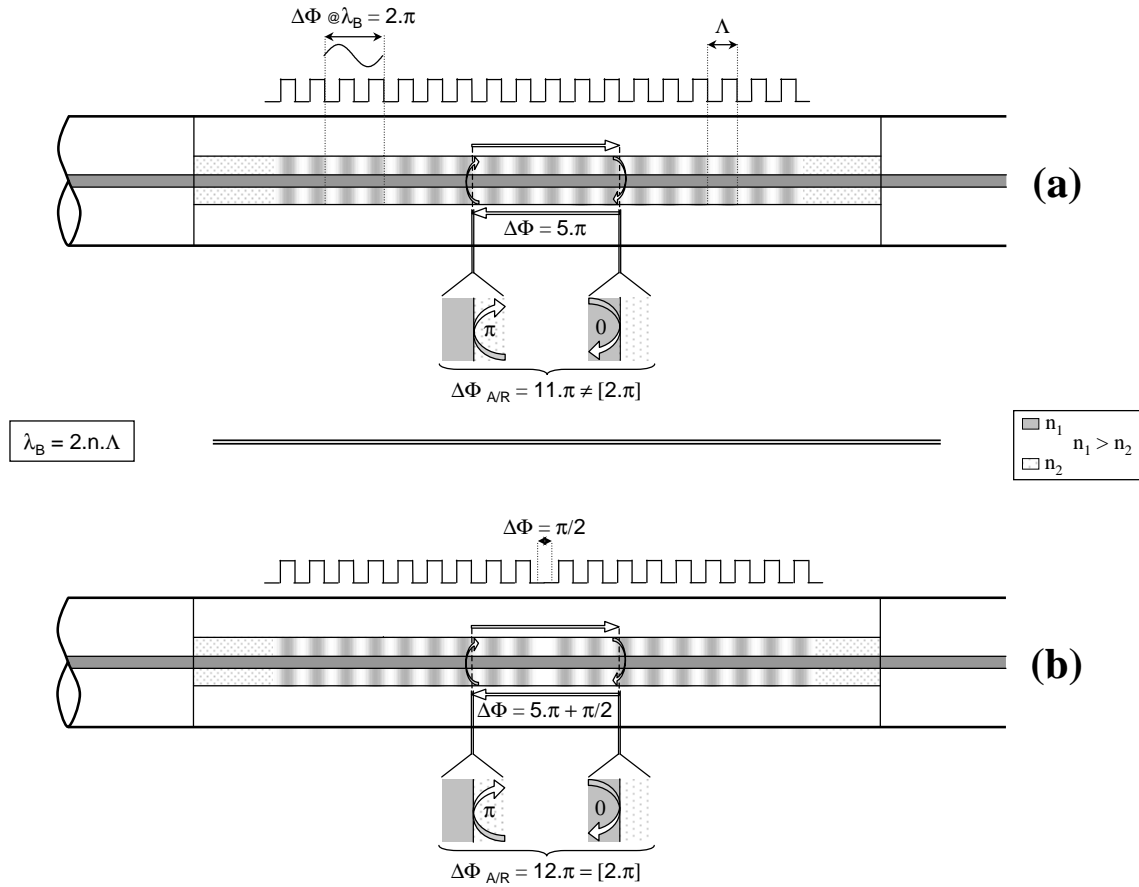


FIG. 1.8 – Principe de résonance dans un laser à fibre à contre-réaction répartie.

(a) : réseau sans saut de phase,

(b) : réseau avec saut de phase de  $\pi/2$  rad.

Nous présentons typiquement une structure qui sera utilisée pour la fabrication des lasers à fibre à contre-réaction répartie.

Les phases cumulées indiquées sont relatives à la longueur d'onde de Bragg.

Le réseau est situé dans un anneau photosensible autour du cœur dopé en terres rares de la fibre.

La fibre dopée photosensible est soudée à de la fibre type ne comportant pas d'anneau photosensible.

s'explique par le fait que la longueur d'onde de Bragg est anti-résonante dans la structure de la cavité. En effet, la phase cumulée sur un aller-retour dans la cavité élémentaire est un multiple entier impair de  $\pi$  rad. Pour effectuer ce calcul, il est nécessaire de tenir compte de la phase cumulée à la propagation ainsi que des phases cumulées aux réflexions. On rappelle donc qu'à la réflexion d'une onde TE sur un milieu d'indice plus faible, la référence en phase de l'onde ne change pas ; par contre pour la réflexion sur un milieu plus dense, elle est augmentée de  $\pi$  rad. Nous remarquons en effet équation 1.11 que si  $n_2 > n_1$  alors  $r$  est négatif : le signe moins correspond à un déphasage ajouté de  $\pi$  rad. Compte tenu de ces considérations, nous pouvons observer que la longueur d'onde de Bragg ne peut résonner dans la structure, et ce quelle que soit la cavité que nous pourrions choisir. Un exemple de cavité et de calcul de phase sur un aller-retour est présenté figure 1.8 (a) et montre bien que la longueur d'onde de Bragg est anti-résonante dans le réseau, puisque la

phase cumulée sur un aller-retour est un multiple impair de  $\pi$  rad.

Pour avoir effet laser, il est nécessaire d'avoir résonance dans la structure. C'est donc deux longueurs d'ondes résonantes symétriques autour de la longueur d'onde de Bragg qui pourront laser. Mais ces longueurs d'ondes voient plus de pertes que la longueur d'onde de Bragg car leur réflectivité est plus faible : leur régime laser est de qualité moindre qu'aurait pu l'être celui à la longueur d'onde de Bragg, et le régime bimode se traduit par des instabilités spectrale et temporelle dans un milieu de gain homogène.

Pour pouvoir faire laser la longueur d'onde de Bragg, il est donc nécessaire de la rendre résonante. Pour ce faire, nous ajoutons dans le réseau un saut de phase de  $\pi/2$  rad, i. e. une petite zone de propagation telle que si de la lumière à la longueur d'onde de Bragg fait un aller-retour autour de cette zone, elle accumule un déphasage qui soit un multiple entier pair de  $\pi$  rad : c'est ce qui est représenté figure 1.8 (b). La longueur d'onde de Bragg peut donc résonner dans la cavité et l'emporter devant les autres longueurs d'ondes résonantes compte tenu du fait que c'est celle qui a le moins de pertes, puisqu'elle voit les miroirs les plus réfléchifs. Une belle démonstration expérimentale de la nécessité d'un saut de phase pour l'obtention d'un fonctionnement monomode est présentée par SEJKA [89] : il fabrique un laser à fibre à contre-réaction répartie sans saut de phase fonctionnant par conséquent sur deux fréquences, puis il insère un saut de phase, obtenant ainsi un fonctionnement sur une seule fréquence.

Nous pouvons aussi remarquer que la position longitudinale du saut de phase dans la cavité nous permet d'optimiser la puissance de sortie d'un côté de la structure. En plaçant le saut de phase en milieu de cavité, la puissance laser sera également répartie des deux côtés du laser. Si le saut de phase n'est pas au milieu du réseau, la lumière qui résonne autour du saut verra deux réseaux de longueurs différentes de part et d'autre du saut de phase. La puissance de sortie sera donc plus grande du côté du miroir le moins réfléchif, donc du réseau le plus court. Enfin, tout comme les lasers à réflecteurs de Bragg, il est facile d'accorder un laser à contre-réaction répartie en modifiant la longueur d'onde du réseau de Bragg, avec les mêmes méthodes que celles présentées paragraphe §1.2.1.

### 1.2.3 Différences notables entre lasers DBR et DFB

Nous avons exposé la différence structurelle entre les lasers de type DBRs et ceux de type DFBs, et allons ici détailler les quelques différences fonctionnelles de ces sources.

Pour un laser à réflecteurs de Bragg répartis, les dimensions de la cavité ont des répercussions sur l'intervalle spectral libre de la cavité, donc sur la robustesse du fonctionnement monomode du laser. Nous voyons donc ici une limitation quant à l'augmentation de la puissance de sortie des lasers DBRs à fibre car nous ne pouvons allonger la cavité sans altérer la robustesse du fonctionnement monomode, ce n'est pas le cas des lasers à semi-conducteurs pour lesquels les longueurs de cavité sont très courtes. Ce problème de longueur n'apparaît pas pour un laser DFB à fibre : nous pouvons accroître la puissance

de sortie en inscrivant tout simplement un réseau plus long. Il faut cependant ajuster la force des miroirs si nous changeons la longueur du milieu actif afin d'obtenir une puissance de sortie optimale comme ont pu le montrer CHARTIER [90] pour des lasers à fibre, et LAURIDSEN [91] spécifiquement pour les lasers DFB à fibre.

La principale différence entre les lasers DBRs et les lasers DFBs évoquée dans la littérature concerne la fréquence de sortie. L'accordabilité sans saut de mode d'un laser à contre-réaction répartie est plus aisée que celle d'un laser à réflecteurs de Bragg répartis. De plus, la stabilité en fréquence d'un laser DFB est plus grande que celle d'un laser DBR.

Enfin, notons qu'un laser DFB est plus facile à fabriquer qu'un laser DBR, puisqu'il ne contient qu'un seul réseau, et qu'une seule électrode dans le cadre des lasers à semi-conducteurs. Simplicité de fabrication, donc coût de fabrication restreint, font des lasers à contre-réaction répartie les sources les plus communes aujourd'hui dans des domaines exigeants telles que les télécommunications optiques.



## Chapitre 2

# Lasers à semi-conducteurs

Les lasers à base de semi-conducteurs apparaissent dès 1962 [92] - [95] et sont des structures utilisant des jonctions p-n à base d'arsenic de gallium. Cependant, ces homostructures nécessitaient une densité de courant particulièrement élevée pour passer le seuil laser (environ  $50\,000\text{ A/cm}^2$  et ce à 300 K), due au très mauvais confinement électronique et optique. Une solution à ce problème est proposée en 1963 par utilisation d'hétérostructures [96] [97] qui offrent un confinement électronique accru. Quant aux doubles hétérostructures, elles permettent aussi un confinement optique. Cette solution aboutit aux premiers lasers à semi-conducteurs à base d'hétérostructures [98] - [100] dans les années soixante-dix, avec des courants de seuil à température ambiante diminués d'un facteur dix par rapport aux homostructures. D'autres progrès technologiques ont permis de baisser encore ce seuil à température ambiante, permettant l'utilisation des lasers à semi-conducteurs dans de nombreux domaines tels que le pompage de lasers solides, l'ophtalmologie, les lecteurs de disques compacts, les télécommunications, etc.

Les premières études sur des lasers à contre-réaction répartie rencontrées apparaissent au début des années soixante-dix dans des lasers à colorants [101] - [104], et sont analysées par KOGELNIK [105] en 1972. Peu après apparaissent les premières études sur des structures semi-conductrices à contre-réaction répartie à base d'arsenic de gallium, mais à 77 K et par pompage optique [106] - [108]. Les premiers lasers semi-conducteurs à contre-réaction répartie pompés de manière électrique sont démontrés expérimentalement sur des homostructures [109], puis des hétérostructures [110] et enfin des doubles hétérostructures [111] [112]. Le premier laser à semi-conducteurs à contre-réaction répartie continu à température ambiante est conçu par NAKAMURA [113] en 1975. Apparaissent alors presque simultanément les premiers lasers à semi-conducteurs à réflecteurs de Bragg [114] [115]. Par la suite, des structures plus évoluées apparaissent telles que les DBFs multisections [116], multi-sauts [117], à puits quantiques [118] ou à couplage par le gain [119]. Ces lasers sont aujourd'hui largement répandus, principalement dans le domaine des télécommunications optiques pour lequel ils sont la source de référence.



## 2.1 Structure des puces lasers à semi-conducteurs utilisées

Les lasers à semi-conducteurs utilisés dans le cadre de ce doctorat sont des lasers DFBS massifs de type double hétérojonction à ruban enterré pompés de manière électrique, gracieusement fournis par Alcatel <sup>1</sup>, qui les utilise pour des applications bas débits <sup>2</sup> terrestres. Nous savons qu'un laser est constitué principalement par un milieu amplificateur et une cavité, nous allons donc commencer par décrire ces deux éléments avant de présenter la mise en œuvre de ces lasers puis quelques unes de leurs caractéristiques expérimentales.

### 2.1.1 Milieu amplificateur

La structure de ce type de diode est présentée figure 2.1. Le graphe (a) présente une vue en coupe typique d'une double hétérojonction à ruban enterré. Le milieu amplificateur est constitué par une jonction p-n, à savoir l'agencement d'un matériau de type p (p - InP) avec un matériau de type n (n - InP), pompée par un courant électrique : les photons se propageant dans la couche active (InGaAsP) située au cœur de la jonction pourront être amplifiés. Nous avons déjà précisé que l'intérêt des doubles hétérostructures était un confinement optique et électrique permettant d'abaisser le seuil laser. Afin d'obtenir le confinement électronique, le matériau de la zone active est choisi de telle sorte que sa bande interdite soit plus faible que celle des matériaux alentours (n - InP et p - InP). Comme les matériaux d'énergies de bande interdite faible sont ceux d'indices optiques forts, l'indice du milieu de gain est plus fort que celui des alentours ce qui permet ainsi un guidage de la lumière, donc un confinement optique. Comme expliqué dans le livre de JOINDOT [88], il existe une épaisseur optimale pour laquelle le seuil laser est au plus bas, et elle est plus faible que l'épaisseur maximale pour laquelle le guide est monomode selon sa direction transversale verticale : l'épaisseur typique de la couche active est de  $0,1 \mu\text{m}$ . Les dimensions horizontales sont typiquement de  $300 \mu\text{m}$  de longueur par  $4 \mu\text{m}$  de largeur. La largeur est suffisamment petite pour que le guide soit aussi monomode selon la direction transversale horizontale. De telles dimensions permettent donc d'avoir un guide monomode et un seuil laser de quelques mA.

### 2.1.2 Cavité

La structure de la cavité apparaît clairement sur la figure 2.1 (b) : nous remarquons déjà la complexité de fabrication d'un tel composant. La puce laser en elle-même a des dimensions typiques de  $100 \mu\text{m}$  de hauteur par  $200 \mu\text{m}$  de largeur et  $300 \mu\text{m}$  de longueur. Les extrémités longitudinales de la diode sont clivées et font ainsi office de miroirs de réflectivités de l'ordre de 30 %, définissant ainsi une cavité Fabry-Perot dans laquelle la lumière pourra résonner de manière stationnaire. Comme nous le savons déjà, plusieurs fréquences sépa-

<sup>1</sup>Nous remercions sincèrement Monsieur DEPOUTEAUX d'Alcatel Optronics à Lannion.

<sup>2</sup>Les débits sont typiquement de 622 Mb/s.

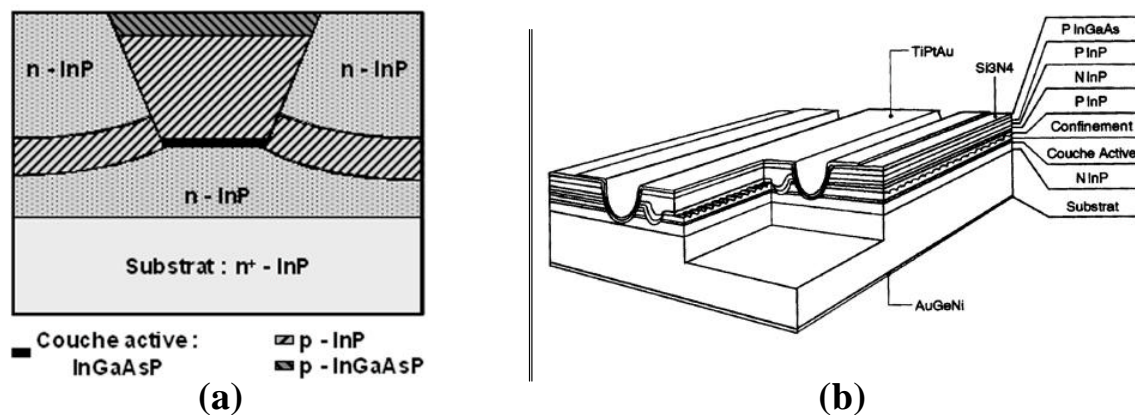


FIG. 2.1 – Description des puces lasers à semi-conducteurs utilisées.

Graph (a) : les rayures correspondent à des matériaux de type  $p$ ,  
les confettis à des matériaux de type  $n$ .

Graph (b) : vue artistique d'un laser à couche active enterrée  
et à contre-réaction répartie (issu du JOINDOT [88]).

rées de l'intervalle spectral libre (cf. équation 1.10) peuvent résonner dans la cavité : l'effet laser se produira ainsi pour plusieurs modes longitudinaux. Mais un comportement multifréquence est limitatif pour des applications de transmission du fait notamment de la dispersion des fibres optiques. Il est possible d'introduire un réseau de Bragg le long de la structure afin d'effectuer un filtrage sélectif en longueur d'onde qui permettra de ne retenir qu'un seul mode longitudinal. Comme le montre la figure 2.1 (b), le réseau n'est pas inscrit directement dans la couche active, mais dans une couche limitrophe au dessus (ou au dessous) du milieu actif<sup>3</sup>. Ainsi, le couplage entre le mode de propagation dans le guide actif et le réseau est plus faible que si le réseau était directement gravé dans le guide. De plus, le réseau est court à comparer aux fibres par exemple, le produit du coefficient de couplage  $\kappa$  par la longueur de réseau  $L$  est donc de l'ordre de 1 à 2 seulement, alors qu'il est de l'ordre de la dizaine pour les fibres.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe §1.2.2, le réseau de Bragg sans saut de phase va permettre un fonctionnement laser à deux fréquences. Mais ces deux fréquences ne sont pas nécessairement en accord avec les fréquences des modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot. La combinaison de ces deux cavités amène à privilégier un mode par rapport à l'autre, mais ce de manière aléatoire avec les échantillons, d'où une incertitude sur la longueur d'onde du laser et le rapport de suppression de mode à la fabrication. Une solution proposée a été de déposer des couches anti-réfléchissantes sur les faces clivées du laser, mais les réflectivités résiduelles restaient un problème [120]. La solution retenue a été de déposer une couche anti-réfléchissante sur une seule des deux faces clivées du composant, avec comme résultat un rapport de suppression de mode de 20 dB à 40 dB.

<sup>3</sup>Ce sont des raisons technologiques qui rendent la gravure du réseau difficile dans une couche aussi mince que la couche active.

Afin d'assurer un meilleur contrôle du rapport de suppression de mode et de la longueur d'onde du laser, il est possible d'insérer un saut de phase dans le réseau, ce qui permet d'atteindre des rapport de suppression de mode supérieurs à 40 dB. Le lecteur pourra se référer aux études expérimentale et théorique de UTAKA [121] sur les lasers à semi-conducteurs à saut de phase, pour lesquelles l'influence des réflexions aux extrémités des puces est détaillée. Il a été montré une plus grande stabilité des lasers DFBs à sauts de phase multiples, par WHITEAWAY [122] notamment, mais les industriels ont préféré la simplicité de fabrication du laser DFB à un seul saut de phase.

Enfin, il est important de remarquer que ces lasers fonctionnent sur un seul mode de polarisation rectiligne horizontale. En effet, la réflectivité aux facettes est plus grande pour un champ avec une polarisation transverse électrique (TE), que pour une polarisation transverse magnétique (TM). C'est donc le mode de polarisation TE, de polarisation horizontale, qui domine dans la cavité.

### 2.1.3 Mise en oeuvre

Ces diodes sont habituellement vendues conditionnées et fibrées, avec un contrôle éventuel de température, une photodiode pour le calibrage de la puissance de sortie, une optique de reprise pour injecter le signal dans une fibre optique, et éventuellement un isolateur optique. Différentes raisons nous ont amenés à utiliser les puces non montées :

- besoin d'accéder aux deux faces du laser pour certaines expériences,
- besoin de maintenir la polarisation du signal avec une fibre à maintien de polarisation, et ce dès la sortie du laser,
- besoin de connaître précisément les pertes au couplage du laser avec la fibre afin de pouvoir quantifier la puissance injectée dans les expériences d'injection optique.

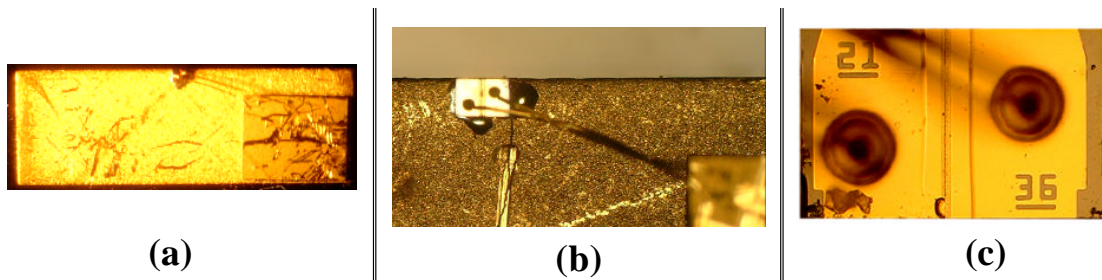


FIG. 2.2 – Photographies des puces lasers à semi-conducteurs utilisées.

*De gauche à droite nous avons agrandi la photographie afin de montrer la puce ainsi que le guide.*

Les puces sont donc fournies telles que montrées figure 2.2 (a). La puce laser de dimensions peu pratiques aux manipulations est montée sur une embase conductrice en oxyde de béryllium, la face inférieure de la diode est donc en contact électrique avec l'embase. Le deuxième contact pour l'alimentation électrique se fait par le pavé report visible sur la photographie (a) en bas à droite de l'embase. Ce pavé est isolé électriquement de l'embase

mais connecté avec des fils d'or (visibles sur la photographie (b)) à la face supérieure de la diode. La technique dite de *bonding* qui permet de réaliser des soudures si étonnantes consiste à venir chauffer un fil d'or au bout duquel viendra se former une goutte d'or qui sera déposée sur la puce. La photographie présentée en (c) nous permet de tirer quelques observations utiles sur la mise en œuvre des puces. Une règle générale quant aux lasers à semi-conducteurs est que le substrat est toujours de type n. D'autre part, un matériau de type p est transparent dans le visible, contrairement à un matériau de type n. Compte tenu du fait que nous pouvons observer le guide optique du laser sur la photographie (c), le matériau de type p est au dessus : la puce est dite *p-side up*. Comme la masse est généralement en dessous, il faut alors appliquer à la partie supérieure de la diode une tension positive.

La qualité des expériences réalisées au laboratoire est due en grande partie au montage adopté pour ces puces lasers. Trois montages différents seront utilisés pour nos manipulations : ils seront dénommés *montage maître*, *montage esclave* et *montage détecteur* dans ce manuscrit.

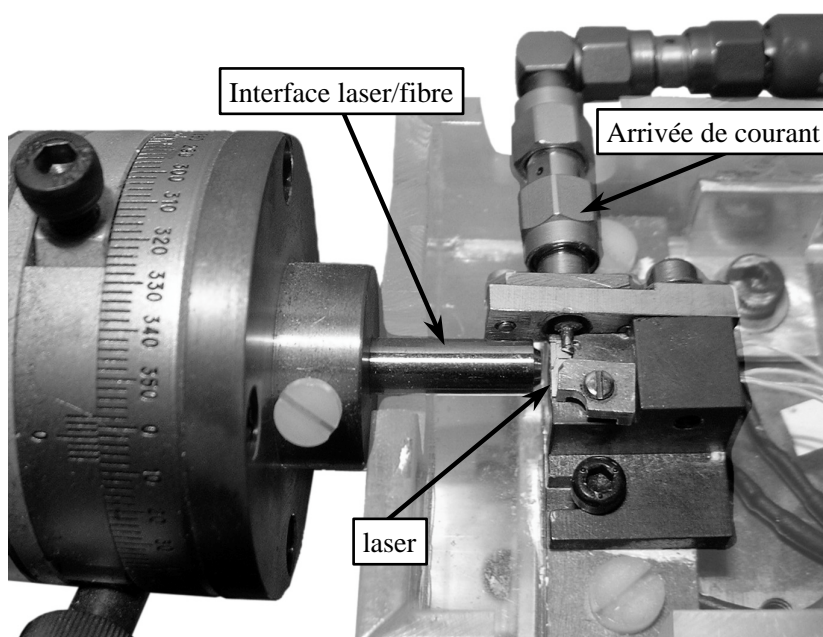


FIG. 2.3 – Photographie du montage maître.

La figure 2.3 présente le montage maître. La puce laser est posée sur un support en cuivre dont la température est contrôlée en utilisant : un élément Peltier pour chauffer ou refroidir la puce, une thermistance pour la mesure de la température et un radiateur pour les échanges thermiques. Cette stabilisation en température nous apporte une grande stabilité en longueur d'onde du laser. Pour l'alimentation électrique du laser, nous avons pris soin d'utiliser des câbles électriques blindés et de limiter autant que possible les effets

d'antenne afin de nous affranchir des parasites électromagnétiques qui peuvent venir moduler la diode. À l'exception du jeudi, jour de marché à Lannion, nos diodes ne sont pas perturbées par ces parasites. Enfin, le faisceau laser de sortie est couplé dans une fibre optique par une optique de reprise de distance de travail 1 mm. Pour diminuer les réflexions sur la première lentille de l'optique de reprise, un traitement anti-reflet est appliqué, et un isolateur optique double étage à maintien de polarisation est intégré : le taux d'isolation atteint est de 70 dB. La fibre utilisée est une fibre à maintien de polarisation, c'est pourquoi nous remarquons sur la figure 2.3 une rotation possible pour injecter le signal polarisé de la diode selon un des axes propres de la fibre. Les pertes obtenues pour un couplage optimal sont de l'ordre de 5 dB.

Le montage esclave est similaire au montage maître, mais l'optique de reprise ne comporte pas d'isolateur optique. Ainsi, nous pouvons utiliser l'optique de reprise pour injecter un signal optique extérieur dans la puce laser, et récupérer par la même voie la réponse du laser à l'injection. C'est ce montage qui sera utilisé pour bon nombre d'expériences d'injection optique. L'absence d'isolateur, à maintien de polarisation de surcroît, permet d'obtenir des pertes d'insertion de l'ordre de 3 dB. Notons que ce montage est aussi à maintien de polarisation.

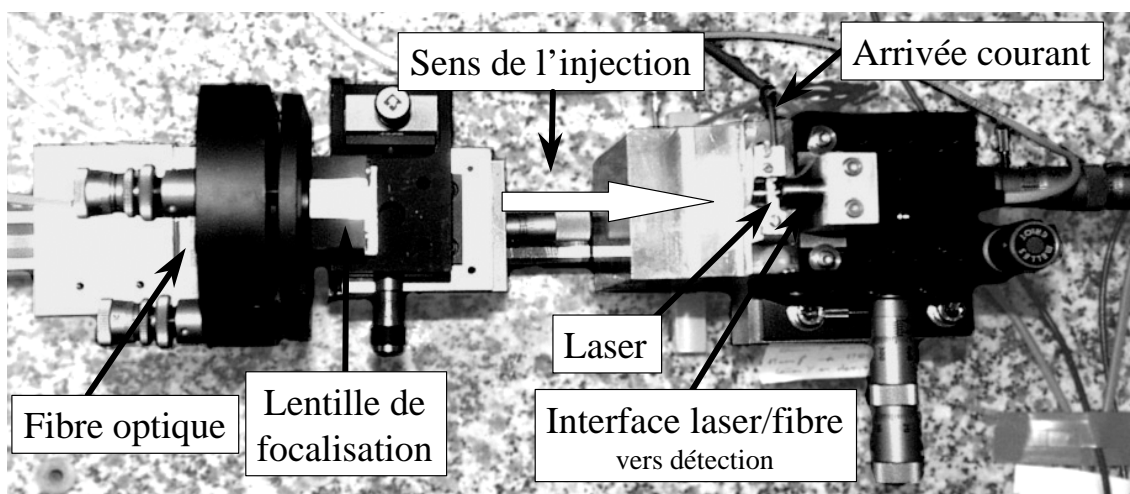


FIG. 2.4 – Photographie du montage détecteur.

Le dernier montage utilisé pour quelques manipulations est le montage détecteur présenté figure 2.4. Ce montage permet notamment d'avoir un accès à la face arrière de la puce. L'optique de reprise en face arrière est similaire à celle utilisée pour le montage esclave, mais avec une distance de travail de 3 mm (puisque le laser se situe à 2 mm de l'arête de l'embase), et contient un isolateur optique. L'accès à la face avant de la diode se fait par une lentille située à une trentaine de centimètres du laser afin de limiter encore une fois les réflexions parasites qui pourraient perturber le laser. Les deux faces de la puce sont donc

accessibles et ce avec peu de contre-réactions optiques sur le laser. Les pertes d'insertion de l'optique de reprise sont d'environ 11 dB et sont donc grandes à comparer au montage esclave : ceci s'explique par le fait que la distance de travail est plus importante. Quant à l'accès à la face avant, il comporte des pertes importantes d'environ 28 dB, mais ce montage est utilisé pour les injections de très faibles puissances injectées, donc ces pertes ne sont pas gênantes. Enfin, l'optique de reprise et les fibres sont à maintien de polarisation.

## 2.2 Caractérisation des lasers à semi-conducteurs utilisés

Nous présentons ici rapidement quelques caractéristiques typiques des diodes laser utilisées, à savoir les puces précédemment décrites, mais aussi la source commerciale accordable que nous utiliserons pour les expériences d'injection optique.

### 2.2.1 Puces lasers

Nous commençons par présenter les performances des diodes à semi-conducteurs installées sur les montages précédemment décrits. Notons d'ores et déjà que les mesures de largeur de raie ne peuvent se faire qu'avec le montage maître ou le montage détecteur. Les contre-réactions optiques présentes sur le montage esclave, qui n'est pas isolé optiquement, perturbent le spectre du laser et ne permettent donc pas de l'étudier. Les pertes d'insertion sur le montage détecteur étant plus grandes que sur le montage maître, nous utilisons le montage maître pour caractériser les lasers.

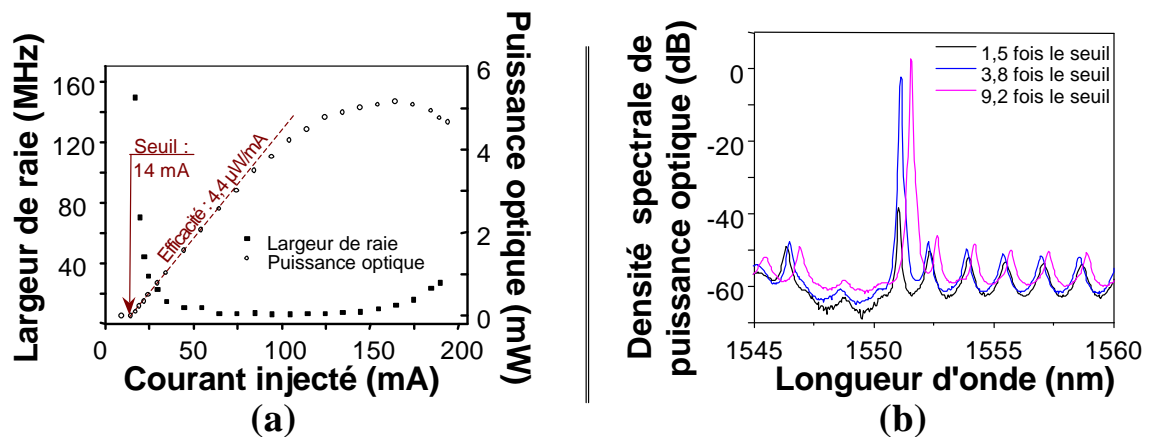


FIG. 2.5 – Caractérisations en puissance, en largeur de raie, et spectrale d'une puce laser à semi-conducteurs utilisée.

Les mesures de largeur de raie sont effectuées avec le Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz pour les largeurs supérieures à 40 MHz, les autres sont effectuées avec un autohétérodyneur de résolution 40 kHz.

Nous pouvons observer sur la figure 2.5 (a) l'évolution classique de la puissance optique en fonction du courant de polarisation de la diode. Pour de faibles courants, le gain disponible dans la cavité ne peut compenser les pertes et l'effet laser ne peut apparaître.



Spectralement, nous pourrions observer de l'émission spontanée amplifiée dont la largeur spectrale correspond à celle du gain. Le seuil est atteint pour un courant de 14 mA : le gain compense les pertes et l'effet laser apparaît. Une fois le seuil dépassé et au fur et à mesure que le courant augmente, nous voyons la puissance augmenter de manière linéaire avec une efficacité de  $4,4 \mu\text{W}/\text{mA}$ , et la largeur de raie diminuer<sup>4</sup> : le signal est de plus en plus cohérent puisque sa largeur de raie passe de plus de 150 MHz à moins de 10 MHz. Pour de forts courants de polarisation, nous observons la puissance optique saturer et même diminuer, et la largeur de raie augmenter de nouveau : ces effets sont d'origine thermique comme a pu le montrer GABET dans sa thèse [71]. Sur la figure 2.5 (b), nous observons le spectre optique du laser avec un analyseur de spectre optique de résolution 0,1 nm : nous pouvons remarquer que le rapport de suppression de mode dans le laser augmente avec le courant : plus les énergies mises en jeu sont importantes et plus le mode dominant peut écraser par compétition de mode les autres fréquences résonnantes. Ainsi, le taux de suppression de mode est de 11 dB à 1,5 fois le seuil, de 45 dB à 3,8 fois le seuil, et de 49 dB à 9,2 fois le seuil.

Une autre grandeur caractéristique importante pour nos lasers est la fréquence de relaxation. La physique de cette grandeur est explicitée plus en détail dans le cadre des lasers à fibre au paragraphe §3.3.4. En ce qui concerne les puces lasers utilisées, les fréquences de relaxation sont de l'ordre de 5 GHz : nous trouverons en détail la mesure de ces fréquences dans la thèse de GABET [71].

Notons enfin les dérives en longueur d'onde, typiquement de l'ordre de  $-1 \text{ GHz}/\text{mA}$  avec le courant de polarisation, et de  $+10 \text{ GHz}/^\circ\text{K}$  avec la température. Le contrôleur de courant utilisé<sup>5</sup> nous assure une précision (exactitude) en courant de  $1 \mu\text{A}$  donc une précision en fréquence pour nos diodes de 1 MHz. Quant au contrôleur de température utilisé<sup>6</sup>, sa précision de  $0,01^\circ\text{K}$  nous permettrait d'obtenir une précision en fréquence nominale de 100 MHz. Ces chiffres sont à comparer aux outils d'analyse que nous avons à disposition, le plus fin étant l'analyseur de spectre optique Fabry-Perot d'intervalle spectral libre 300 MHz et de résolution 2,3 MHz. L'imprécision sur le courant ne pose donc pas de problème et sera transparente pour nos outils d'analyse, mais celle due à la température reste un problème. Heureusement pour des mesures inférieures à la dizaine de secondes, nous pouvons atteindre en pratique une stabilité en fréquence effective de l'ordre de  $\pm 15 \text{ MHz}$ . Cette instabilité est acceptable pour bon nombre d'expériences d'injection optique, mais restera un problème pour certaines d'entre elles, telle l'étude de l'attraction en fréquence.

<sup>4</sup>L'évolution de la largeur de raie est fonction du courant de polarisation  $I$  et du courant de seuil  $I_{th}$ . Elle évolue dans une première approximation en  $1/(I - I_{th})$ .

<sup>5</sup>Nous utilisons un contrôleur ILX LDC-3900 avec une carte 39020, de chez Lightwave.

<sup>6</sup>Nous utilisons un contrôleur ILX LDT-5412 de chez Lightwave.

### 2.2.2 Source accordable commerciale

Nous verrons par la suite que les expériences d'injection optique nécessitent de pouvoir accorder en fréquence les lasers utilisés. Nous pourrions les accorder en utilisant les dérives en courant et en température des puces laser, mais nous avons choisi une solution plus simple et plus précise, à savoir l'utilisation d'une source accordable commerciale<sup>7</sup>. C'est un laser à semi-conducteur dont l'un des miroirs est annihilé par dépôt d'une couche anti-reflet, pour laisser place à un miroir externe constitué d'un réseau mobile en espace libre. La rotation du réseau permet d'accorder la source en longueur d'onde, en choisissant la longueur d'onde qui est réfléchiée dans la cavité. Cette source est accordable sur une plage allant de 1500 nm à 1565 nm avec une précision pas à pas de 1 pm, et une puissance de sortie de l'ordre du mW pour une largeur de raie à mi-hauteur de 125 kHz. C'est la précision de la mécanique qui permet la rotation du réseau qui définit la précision spectrale de la source, mais aussi sa largeur spectrale. Il est possible d'appliquer une tension analogique externe nous permettant d'atteindre une précision de l'ordre du MHz. Enfin, la gigue est particulièrement faible car de l'ordre du MHz elle aussi. Notons enfin le rapport de suppression de mode de 30 dB minimum. Cette source est polarisée et fibrée, avec une fibre à maintien polarisation.

---

<sup>7</sup>Nous utilisons une TUNICS (modèle 3642 CR 00) de chez Photonetics, dont la tête optique est déportée pour plus de stabilité.





## Chapitre 3

# Lasers à fibre

Les premiers lasers à fibre apparaissent très tôt après l'invention du laser, avec les études de SNITZER en 1961 et 1964 [123] [124]. Cependant, c'est à la fin des années quatre-vingts que la recherche en ce domaine commence réellement à se développer, principalement en ce qui concerne les lasers à fibre avec un seul mode longitudinal. Elle se concentre dans un premier temps sur des lasers en anneaux [125], pour lesquels l'aspect monomode est notamment obtenu par élimination de la sélection spatiale du gain, communément appelée *spatial hole burning*. En parallèle, l'évolution des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres progresse et permet de fabriquer efficacement des miroirs sélectifs en longueur d'onde dans une fibre optique, et en bande C. Des études commencent ainsi sur des structures à réflecteur de Bragg réparti comme les études de JAUNCEY [126] en 1988. L'évolution des fibres optiques photosensibles et dopées ont par la suite permis la fabrication de lasers à fibre à contre-réaction répartie tels ceux fabriqués par KRINGLEBOTN [127] [128] en 1994. Nous verrons par la suite que de nombreuses études se sont poursuivies afin d'obtenir des sources monomodes robustes, accordables, efficaces et puissantes.

De tels lasers sont attrayants pour plusieurs raisons : leur finesse spectrale pouvant descendre à quelques kHz, leur fort rapport signal sur bruit, leur accordabilité sur plusieurs dizaines de nm et leur simplicité de fabrication. D'une manière plus générale, ils sont aussi intéressants pour leur compatibilité avec des systèmes à fibre, principalement dans le domaine des télécommunications, que ce soit pour des sources dans le cadre d'un multiplexage en longueur d'onde (WDM), pour un système de type codage à accès multiple par répartition de code (CDMA), ou encore pour des télécommunications cohérentes. Mais de nombreuses applications autres que les télécommunications sont aussi accessibles à de telles sources, à savoir la métrologie, les capteurs, la spectroscopie, la génération de signaux micro-ondes, ou encore comme laser maître pour affiner spectralement la raie d'un LIDAR par injection laser.

Un des buts de la coopération entre les deux universités Bretonne et Québécoise est la fabrication de sources lasers fibrées monomodes pour l'étude de l'injection optique, en particulier pour les expériences de détection de faibles signaux cohérents. Ainsi, nous sou-

haitons fabriquer des sources lasers monomodes longitudinales et transversales, avec un seul mode de polarisation. Ces sources sont réalisées par photo-inscription de réseaux de Bragg sur fibre dopée photosensible : nous commencerons par présenter les fibres utilisées et la méthode d'écriture des réseaux de Bragg dans les fibres avant d'étudier les lasers à réflecteurs de Bragg répartis, puis ceux à contre-réaction répartie. Nous présenterons enfin quelques études de bruit sur des lasers multifréquences.

### 3.1 Fibres optiques utilisées

Trois fibres photosensibles différentes sont évoquées dans ce document. Les deux premières ont été directement utilisées, elles proviennent de l'Institut National d'Optique<sup>1</sup> : la première est une fibre dopée erbium uniquement, la deuxième est codopée avec de l'ytterbium. La troisième fibre provient de Southampton, c'est une fibre photosensible codopée erbium-ytterbium utilisée par CASTONGUAY [129] pour la fabrication de lasers à fibre multifréquences. Nous ne décrivons par la suite que les deux premières fibres.

#### 3.1.1 Constitution

Les fibres utilisées sont monomodes pour la fréquence pompe et la fréquence signal des lasers. Le caractère monomode de la fibre nous assure un fonctionnement monomode transverse du laser, et un recouvrement satisfaisant de la pompe avec les ions terres rares. Les fibres sont composées d'alumino-germano-silicate, et dopées avec de l'erbium et éventuellement de l'ytterbium. Nous allons décrire dans ce paragraphe le rôle de ces différents constituants.

La fibre est tout d'abord constituée d'une matrice de silice. Le guidage est effectué en augmentant l'indice du cœur par rapport à l'indice de la gaine, par introduction de germanium. L'introduction de germanium est accompagnée de défauts constitués d'oxyde de germanium, qui confèrent à la fibre sa propriété de photosensibilité, dont les origines physiques sont variées et complexes. Plusieurs modèles ont été présentés, notamment ceux de centres de couleur [130], les modèles photoréfractifs, de densification ou les modèles de relaxation de contraintes. Ces modèles ne seront pas étudiés plus en détails, mais le lecteur pourra se référer aux différents articles traitant du sujet [131] [132].

En 1993, LEMAIRE [133] a montré que la photosensibilité de la fibre pouvait être augmentée d'un facteur allant de dix à cent en diffusant de l'hydrogène dans la fibre. La méthode consiste à placer la fibre dans une bonbonne d'hydrogène sous pression pendant une dizaine de jours à température ambiante avant de l'exposer au faisceau UV. D'autres tels que les industriels pourront aussi augmenter la température lors de la diffusion pour accélérer le processus. L'inconvénient de ce processus d'hydrogénation, couplé à une ex-

---

<sup>1</sup>INO, 2740 rue Einstein, SAINTE-FOY (QUÉBEC), G1P 4S4, CANADA.

position UV, est qu'il augmente les pertes de la fibre d'environ<sup>2</sup> 0,1 à 0,2 dB/cm à 1550 nm comme a pu le montrer JOHLEN [134] en 1999, et induit aussi des pertes autour de 980 nm comme le décrit LEMAIRE [133]. Le lecteur pourra se référer aux travaux plus récents de CANNING [135] sur ce sujet. Il est donc préférable d'utiliser du deuterium  $D = {}^2_1H$ , aussi appelé hydrogène lourd, qui n'est autre que de l'hydrogène  ${}^1_1H$  avec un neutron supplémentaire. Les fenêtres d'absorption [136] du deuterium sont décalées par rapport à l'hydrogène, et se retrouvent plus éloignées de la longueur d'onde de travail de 1550 nm. Le traitement au deuterium n'apporte donc pas de pertes significatives supplémentaires, mais est beaucoup plus dispendieux !

La fibre contient aussi de l'erbium : nous expliquerons au paragraphe §3.1.2 que ce dopage **erbium** permet de faire de la fibre un milieu amplificateur, l'insertion d'aluminium dans la matrice permet quant à elle d'éviter les amas d'ions erbium. Notons enfin la présence de phosphore, de grande utilité pour le milieu de gain comme nous le verrons au paragraphe §3.1.2, mais qui tend à diminuer la photosensibilité de la fibre.

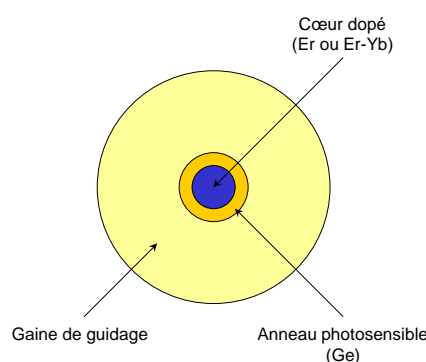


FIG. 3.1 – Structure transversale de la fibre INO.

*Le diamètre du cœur est de  $4,8 \mu m$ , celui de la gaine de  $124,7 \mu m$ .*

*L'anneau est suffisamment épais pour coupler le mode de propagation au réseau photo-inscrit.*

La fabrication de fibres optiques dopées photosensibles exige un grand savoir-faire car il n'est pas aisé d'introduire dans la fibre en silice des concentrations importantes de germanium et de terres rares à la fois. La structure générale de la fibre utilisée pour nos expériences est présentée figure 3.1, c'est le même type de fibre que celle présentée par l'équipe de Southampton [137] en 1997. Le dopage en ions terres rares, utile pour le processus d'amplification, est effectué dans le cœur. Afin d'accroître l'efficacité de l'amplification dans la fibre, le diamètre de cœur est diminué afin d'augmenter le confinement du mode guidé et ainsi augmenter le recouvrement du mode avec les ions erbium. Le diamètre de cœur est

<sup>2</sup>Les pertes dépendent de la composition de la fibre, de sa teneur en hydrogène : JOHLEN [134] montre des pertes de l'ordre de 0,2 dB/cm, les mesures sur nos fibres au laboratoire montrent plutôt des pertes de 0,1 dB/cm.

donc de  $4,8\ \mu\text{m}$  à comparer aux  $8,2\ \mu\text{m}$  des fibres usuelles<sup>3</sup>. La photosensibilité est quant à elle assurée par un anneau dopé en germanium. C'est dans cet anneau que le réseau de Bragg sera photo-inscrit : il est suffisamment épais pour assurer un recouvrement important entre le réseau et le mode transverse se propageant dans la fibre, mais pas trop afin de pouvoir photo-inscrire un réseau uniforme dans le plan transverse, compte tenu de la méthode de photo-inscription qui est présentée dans une partie subséquente.

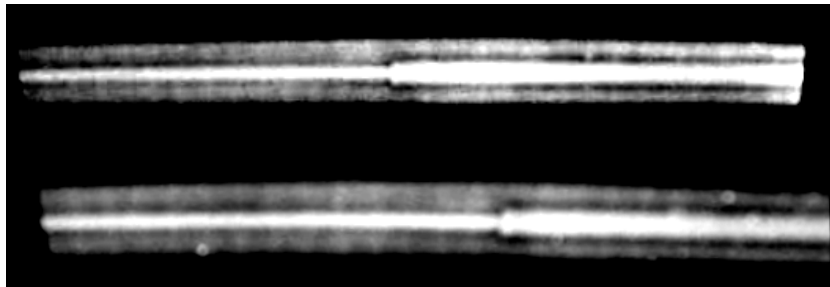


FIG. 3.2 – Photographies de soudures entre fibre dopée erbium et fibre monomode standard.

En supposant Gaussien le profil transverse du mode de propagation des fibres, un calcul de pertes [138] en transmission à la jonction de la fibre dopée erbium vers une fibre monomode standard donne 19,3 % à 1550 nm pour le mode fondamental. Heureusement, ces pertes tombent à 0,01 % pour la fibre codopée erbium-ytterbium. La figure 3.2 nous montre une soudure typique de la fibre dopée erbium avec une fibre monomode standard : la différence de diamètre de cœur apparaît clairement. Il serait intéressant d'effectuer des calculs à la longueur d'onde de pompe qui se propage selon plusieurs modes transverses dans une fibre monomode<sup>4</sup> standard. Notons d'ores et déjà que les dernières études que nous avons effectuées sur les lasers à fibre consistent à souder la fibre dopée à de la fibre<sup>5</sup> monomode à 980 nm, pour laquelle le diamètre de cœur est très proche de celui de la fibre dopée. Nous ne pouvons alors plus différencier les deux fibres tel nous l'avions présenté sur la figure 3.2, et pouvons surtout propager le signal pompe selon le mode transverse fondamental, de la diode pompe au laser à fibre : ceci nous permet d'obtenir plus de stabilité pour nos lasers.

### 3.1.2 Amplification

Le processus d'amplification qui sera utilisé pour les lasers repose sur le dopage en ions erbium, aujourd'hui largement répandu grâce aux nombreuses études sur les ampli-

<sup>3</sup>Le diamètre de cœur d'une fibre usuelle pour les transmissions longues distances telle que la fibre SMF-28 de Corning est de  $8,2\ \mu\text{m}$ .

<sup>4</sup>L'adjectif *monomode* est relatif à la longueur d'onde de travail, soit autour de 1550 nm pour les fibres dites standard. La SMF-28 de Corning a par exemple une longueur d'onde de coupure de 1260 nm et est donc monomode pour toutes les longueurs d'ondes supérieures à cette dernière.

<sup>5</sup>La fibre monomode à 980 nm utilisée est de la Flexcore 1060 de Corning.

ificateurs optiques effectuées dans les années quatre-vingts, études motivées par une émission importante dans la bande C qui est utilisée pour les transmissions optiques. Pourtant, les premières études sur les lasers à fibre erbium à température ambiante étaient particulièrement négatives, principalement à cause de la faible absorption de l'erbium et des processus d'absorption à deux photons. En 1965, les premiers lasers à fibre envisagés reposaient sur la sensibilisation des fibres erbium avec de l'ytterbium [139]. Les études se sont donc orientées vers un codopage erbium-ytterbium, telles celles effectuées par MURZIN sur le gain [140] d'un tel milieu, ou encore celles sur le transfert énergétique [141] entre ces deux ions terres rares. Cependant, les progrès sur les fibres dopées aux ions terres rares ont permis l'obtention d'un premier laser continu à fibre dopée erbium seulement et à température ambiante, par MEARS [142] en 1986. La sensibilisation à l'ytterbium n'était donc plus d'une nécessité absolue, mais restera d'actualité par la suite, grâce notamment à ses qualités d'absorption à différentes longueurs d'ondes, ou encore à sa plus grande solubilité que l'erbium dans les matrices de silice. Le premier laser à fibre codopée erbium-ytterbium apparaît quant à lui en 1988 [143], pour un pompage autour de 800 nm.

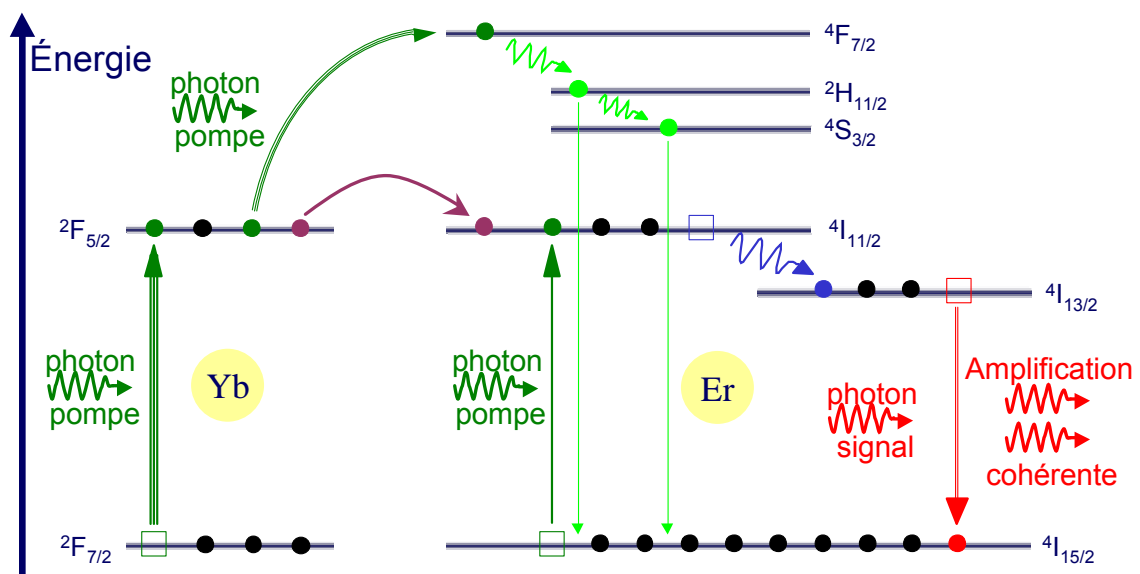


FIG. 3.3 – Schéma énergétique d'une amplification à fibre codopée erbium-ytterbium.

*Les niveaux de gauche correspondent à l'ytterbium, ceux de droite à l'erbium.*

Dans le cadre de ce doctorat, nous avons en premier lieu essayé une fibre dopée erbium, et ensuite une fibre codopée erbium-ytterbium, fibres pompées à 980 nm. La figure 3.3 présente un diagramme énergétique des différents niveaux d'énergie qui entrent en considération dans nos expériences où le pompage s'effectue de manière optique à 980 nm avec une diode à semi-conducteurs fibrée commerciale. Compte tenu de la longueur d'onde de coupure de la fibre, la pompe se propage selon le mode de propagation fondamental et assure ainsi un bon recouvrement avec les ions erbium.

Considérons l'erbium seul pour commencer, dont les niveaux énergétiques sont représentés figure 3.3. Le pompage optique à 980 nm permet d'exciter les électrons de l'erbium de leur niveau d'énergie fondamental  $^4I_{15/2}$  vers un niveau d'énergie plus grande  $^4I_{11/2}$ . Ce dernier est très peu stable et la durée de vie des électrons à ce niveau est courte (6  $\mu$ s environ) : ils se dés excitent donc rapidement pour retomber au niveau métastable  $^4I_{13/2}$ , via un processus multi-phonons. La durée de vie des électrons à cet état énergétique est de 10 ms environ. C'est entre ce niveau métastable et le niveau fondamental que se produiront les principaux phénomènes physiques qui entrent en jeu dans le processus laser.

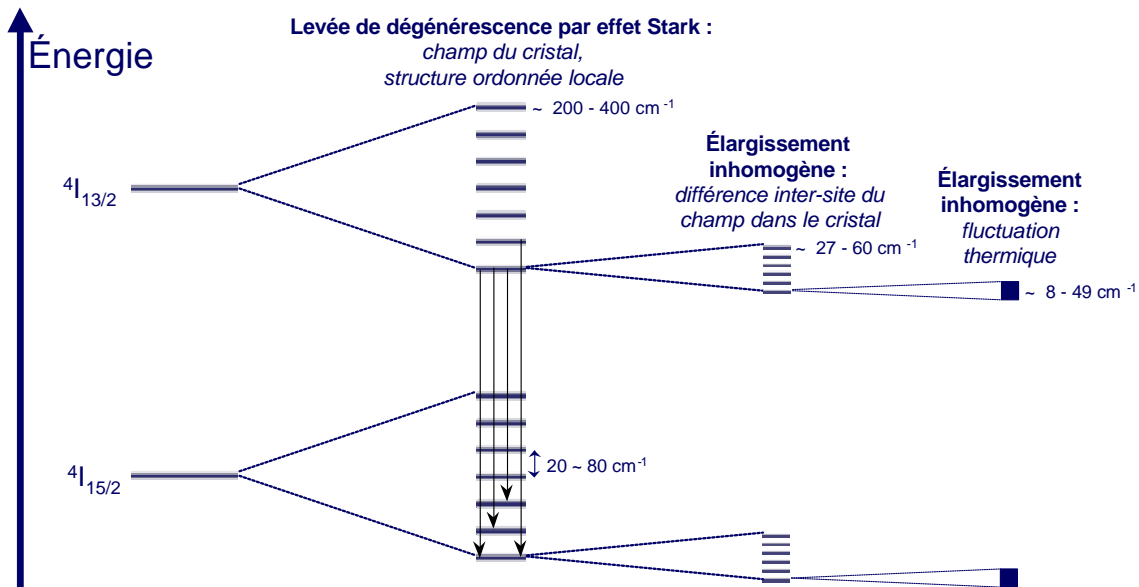


FIG. 3.4 – Dégénérescence des niveaux énergétiques de l'erbium.

Figure reprise du livre de Sudo [144].

Avant d'étudier ces phénomènes, il est bon de préciser que les niveaux énergétiques représentés sur la figure 3.3 sont en réalité dégénérés comme le montre la figure 3.4. Cette dégénérescence peut être levée par l'effet Stark induit par le champ électrique local dans le cristal. Les niveaux énergétiques sont donc constitués de plusieurs sous-niveaux, eux-mêmes élargis par élargissement inhomogène ou homogène. Pour l'erbium, cet ensemble de sous-niveaux constitue un continuum à température ambiante, on parle alors d'élargissement homogène.

Revenons maintenant à la figure 3.3, plusieurs phénomènes peuvent se produire une fois que des électrons se trouvent au niveau  $^4I_{13/2}$  :

- **Émission spontanée :** un électron se dés excite spontanément afin de retourner à un état d'énergie plus faible ( $^4I_{15/2}$ ). Cette dés excitation est incohérente : elle se traduit par l'émission d'énergies différentes étant donné que les niveaux sont dégénérés, et donc par un spectre large bande, d'environ 35 nm pour l'erbium.

- **Amplification cohérente** : le passage d'un photon signal se traduit par la désexcitation stimulée d'un électron vers l'état  $^4I_{15/2}$ , amenant à l'émission d'un photon identique au photon incident, en termes d'énergie et de phase.

- **Émission spontanée amplifiée** : les photons émis spontanément peuvent aussi être amplifiés par le processus d'amplification cohérente précédemment présenté.

Enfin, l'illustration des niveaux  $^4S_{3/2}$  et  $^2H_{11/2}$  sur la figure 3.3 permet de donner réponse aux exclamations enthousiastes des novices découvrant la belle fluorescence verte de la fibre pompée. Cette émission passe par l'absorption de deux photons de pompe qui permet aux électrons d'atteindre les niveaux énergétiques  $^4S_{3/2}$  et  $^2H_{11/2}$  suite à une désexcitation non radiative du niveau  $^4F_{7/2}$ . La désexcitation de ces états vers le niveau fondamental amène à une émission visible dans le vert autour de 540 nm. Cette fluorescence est utile pour localiser un bout de fibre dopée soudée à une fibre standard, mais consomme des photons de pompe au dépend du processus d'amplification.

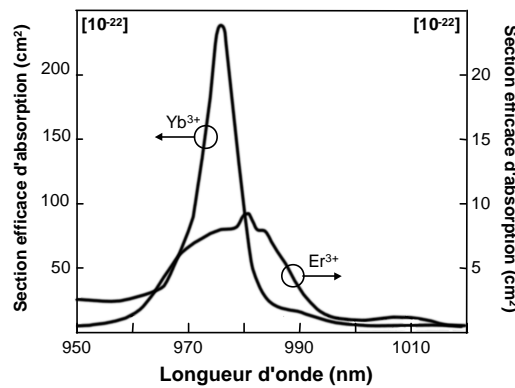


FIG. 3.5 – Sections efficaces d'absorption d'une matrice de silice dopée erbium et ytterbium. *Courbes originelles issues du livre de Dignonnet [145].*

Considérons maintenant le rôle de l'ytterbium dans la fibre. Comme le présente la figure 3.5, l'ytterbium a une section efficace d'absorption autour de 980 nm beaucoup plus importante que l'erbium, comme a pu le montrer BARNES [146]. La figure 3.3 illustre les échanges entre l'ytterbium et l'erbium. Les électrons de l'ytterbium sont excités de l'état  $^2F_{7/2}$  vers l'état  $^2F_{5/2}$  (de temps de vie 940  $\mu$ s environ) par absorption de la pompe, ils servent alors de réservoir pour l'erbium car l'ytterbium transfère son énergie à l'erbium avec une constante de temps largement inférieure aux temps de vie des états considérés. Le processus d'amplification est donc beaucoup plus efficace avec un codopage erbium-ytterbium qu'avec de l'erbium seul. Compte tenu du fait que le temps de vie du niveau  $^4I_{13/2}$  de l'erbium dépend de la matrice [147], le transfert énergétique de l'ytterbium vers l'erbium a été accru par introduction de phosphore [148] : ceci diminue par conséquence la probabilité d'un transfert énergétique de l'erbium vers l'ytterbium [149] [150]. Notons que les temps de vie dépendent de la matrice [151] et des autres dopants [152].



Enfin, rappelons que l'amplification à trois niveaux a un gros désavantage comparativement à une amplification à quatre niveaux. En effet, la transition stimulée s'effectue d'un état excité vers le niveau fondamental. Ainsi, les photons amplifiés qui traversent le milieu amplificateur peuvent être absorbés par excitation d'un électron à l'état fondamental, principalement si l'inversion de population n'est pas effective, c'est-à-dire s'il y a moins d'électrons excités que d'électrons à l'état fondamental. C'est le cas par exemple lors de faibles pompes ou après propagation dans une grande longueur de fibre : la pompe ayant été partiellement absorbée, elle est insuffisante pour inverser suffisamment la population électronique.

### 3.1.3 Mesure expérimentale du gain

Nous avons mesuré expérimentalement le gain de la fibre dopée erbium afin de quantifier son amplification. L'expérience consiste à pomper un mètre de fibre par une diode pompe à 980 nm fournissant 50 mW, et à injecter dans cette même fibre un signal optique à 1550 nm de faible puissance, pour finalement mesurer la puissance de sortie à 1550 nm et en déduire le gain apporté. La puissance de pompe est suffisamment grande, l'échantillon de fibre assez court, et la puissance signal assez faible pour s'assurer d'une inversion totale de la population électronique de l'erbium, soit une excitation de la quasi-totalité des électrons. Nous assurons ainsi une amplification maximale. La puissance pompe résiduelle en sortie du mètre de fibre dopée est de 25 mW, soit une absorption<sup>6</sup> de 3 dB/m à comparer aux 6,3 dB/m annoncés par le fabricant : nous pouvons donc supposer que l'inversion de population est atteinte, et amène à une saturation de l'absorption.

L'évolution du gain en fonction de la puissance signal injectée est décrite figure 3.6. Nous pouvons observer un plateau pour de faibles puissances optiques à 1550 nm correspondant au gain petit signal de 4,84 dB/m. Lorsque la puissance signal injectée augmente, nous constatons que le gain chute : nous entrons en régime de gain saturé. En effet, l'amplification d'un photon signal se traduit par la désexcitation d'un électron vers son état fondamental, aussitôt ré-excité par le pompage optique. Si le pompage n'est plus suffisamment grand devant le signal, l'inversion totale de population ne peut plus être vérifiée : elle diminue et amène à une diminution du gain.

Nous avons rappelé figure 3.4 qu'il existait un certain continuum énergétique des niveaux énergétiques par effets thermiques. Pour l'erbium, cette propriété se traduit par un gain homogène à température ambiante, c'est-à-dire que toutes les longueurs d'ondes amplifiées dans le milieu se partagent le gain disponible par inversion de population. Pour une température plus faible, par exemple si nous plongeons la fibre dans de l'azote liquide, le milieu de gain devient inhomogène, c'est-à-dire que chaque longueur d'onde voit son propre gain et peut donc être amplifiée indépendamment de sa voisine. Un laser à fibre dopée erbium est donc facilement multimode à basse température, alors qu'à température

<sup>6</sup>Puisque le signal pompe est guidé dans la fibre, les pertes sont négligeables devant l'absorption.

ambiante les différents modes se partagent le même gain, ce qui entraîne par compétition de modes l'extinction des modes les plus faibles au profit du mode le plus fort.

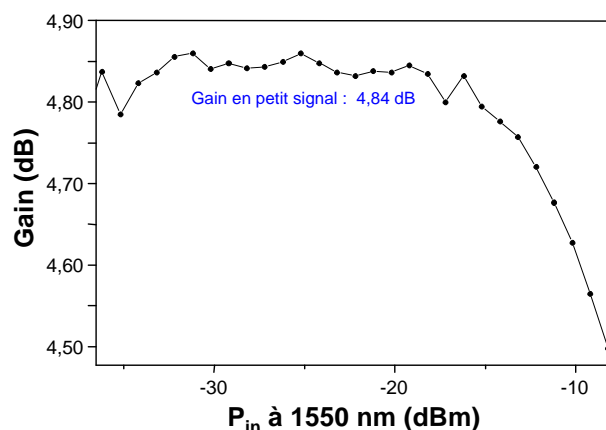


FIG. 3.6 – Détermination du gain petit signal de la fibre dopée erbium.

*Puissance de pompe incidente : 50 mW, longueur de fibre dopée : 1 m, dopage erbium : 1400 ppm-wt %.*

Notons enfin un point important, à savoir la dépendance du gain avec la polarisation, de l'ordre de 0,1 dB (typiquement) pour nos lasers. C'est un paramètre important à considérer lors de la recherche d'un fonctionnement monomode en polarisation dans le cadre de nos lasers à fibres. Nous verrons dans une partie subséquente (cf. §3.5) que l'obtention d'un seul mode de polarisation passe par la photo-inscription de réseaux anisotropes.

## 3.2 Réseaux de Bragg dans les fibres

La découverte des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre optique est comme souvent le fruit du hasard. En 1978, au cours d'une expérience d'optique non linéaire mettant en œuvre l'injection de l'émission d'un laser argon à 488 nm dans une fibre dopée au germanium, HILL [153] [154] observa une chute progressive de la puissance en sortie de la fibre au profit d'une augmentation de la puissance réfléchie. Il avait alors photo-inscrit le premier réseau de Bragg sans le savoir : les faces clivées de la fibre optique constituaient une cavité résonante dans laquelle une onde stationnaire s'était établie, modulant longitudinalement et périodiquement l'indice optique de manière permanente. En 1981, LAM et GARSIDE [155] expliquent que ce phénomène résulte d'une absorption à deux photons, en référence aux travaux de COHEN qui mit en évidence en 1958 une absorption de ce type de verre à 244 nm. C'est MELTZ [156] qui inscrit en 1989 le premier réseau de Bragg avec un laser à 244 nm au lieu de 488 nm. À cette longueur d'onde, le processus est beaucoup plus efficace, ce qui ouvre la porte à de nombreuses applications. MELTZ avait alors utilisé un montage interférométrique de type Mach-Zehnder pour inscrire des réseaux réflectifs dans l'infrarouge.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour photo-inscrire des réseaux de Bragg. Le principe général consiste à éclairer la fibre par une figure d'interférences à 244 nm afin d'infliger à la fibre une modulation longitudinale périodique et permanente de son indice de réfraction. Les différentes méthodes diffèrent par la génération de cette figure d'interférences, on peut pour cela utiliser un interféromètre de Michelson ou de Sagnac, un miroir de Lloyd, etc. La méthode utilisée au laboratoire se rapproche de celle utilisée dans l'industrie : elle repose sur l'emploi d'un masque de phase tel que proposé par HILL [157] en 1993, et tel que nous allons le présenter dans ce paragraphe.

La figure 3.7 présente le montage expérimental adopté pour la photo-inscription. Nous allons décrire de manière succincte ses différents éléments.

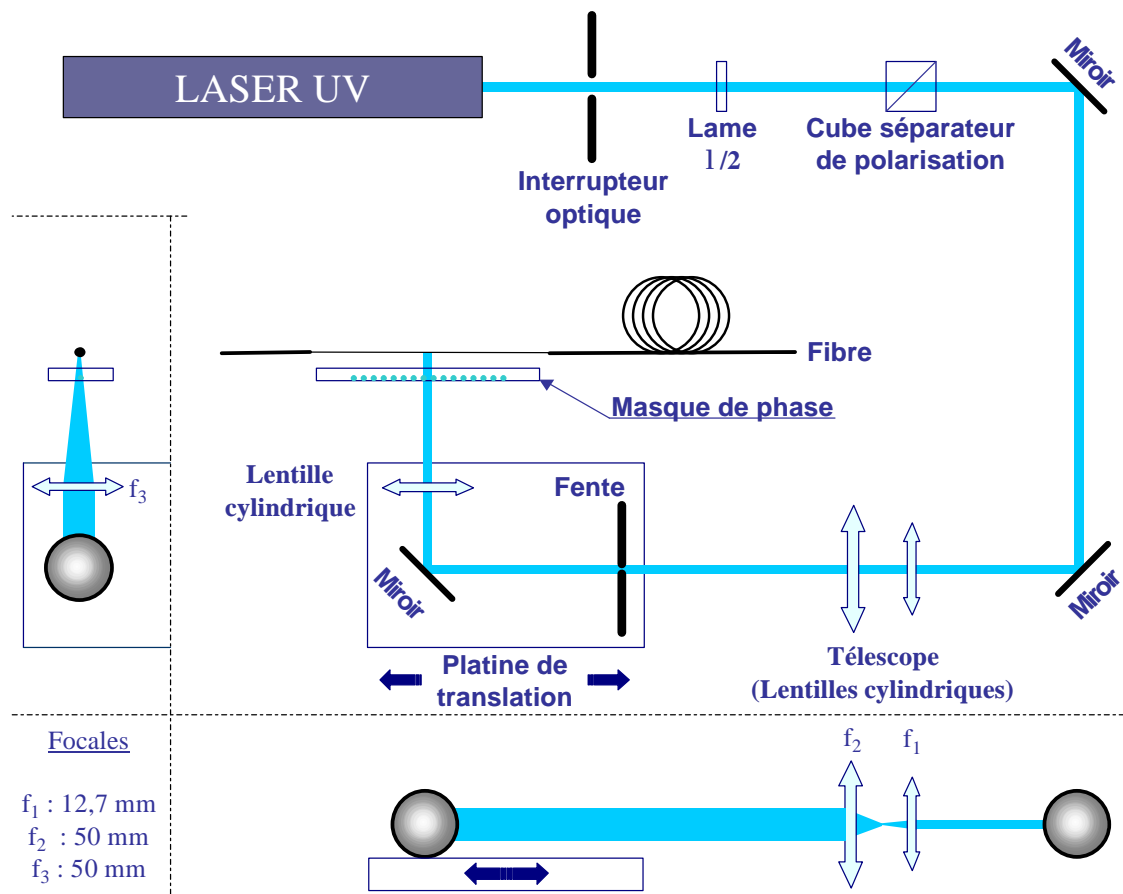


FIG. 3.7 – Montage expérimental d'inscription de réseaux de Bragg.  
Les cadres en bas et à gauche sont des vues latérales du montage expérimental dans le but de représenter les effets des lentilles cylindriques.

### 3.2.1 Laser

Le laser utilisé pour la photo-inscription est un laser UV commercial<sup>7</sup> continu, polarisé de manière rectiligne et pouvant fournir 150 mW continus à 244 nm. C'est un laser argon à 488 nm doublé intra-cavité grâce à un cristal de borate de barium (BBO) protégé de l'humidité par une capsule d'azote. D'un point de vue transversal, un bon réglage des composantes optiques de la cavité (miroirs, diaphragme) permet d'obtenir un mode TEM<sub>00</sub> et de profiter ainsi d'un faisceau uniforme de qualité.

### 3.2.2 Optiques

Comme on peut le voir figure 3.7, le faisceau UV traverse tout d'abord une lame demi-onde ainsi qu'un cube séparateur de polarisation qui fait office de polariseur. Par rotation de la lame d'onde, il est donc possible de contrôler la puissance UV disponible. Cette méthode permet d'éviter de passer par un contrôle direct du courant apporté au laser, car toute variation de courant se traduit par une variation thermique amenant à un désalignement du faisceau de sortie par rapport au reste du montage en espace libre. Il nous est donc possible de contrôler la puissance sans impact sur l'alignement. Après repliement du faisceau sur deux miroirs pour des raisons d'agencement du laboratoire, le faisceau traverse un télescope constitué de lentilles cylindriques afin d'être élargi selon sa dimension verticale uniquement. Une fente verticale permet d'épurer horizontalement le spot. Ce faisceau est finalement focalisé verticalement sur la fibre par une lentille cylindrique, dont la tache de focalisation a une faible extension horizontale correspondant à la largeur de la fente. Pour une lentille cylindrique de courte focale, nous aurons un *waist* étroit, et ainsi un meilleur confinement de l'énergie : nous utilisons en pratique une lentille de focale 50 mm. L'utilisation du télescope permet d'élargir le faisceau afin de mieux le focaliser par la suite. Notons que quelques diaphragmes ou fentes supplémentaires ont été insérées dans le montage afin d'épurer le spot d'éventuels lobes de diffraction.

### 3.2.3 Masque de phase

La méthode utilisée pour photo-inscrire les réseaux de Bragg repose sur l'utilisation d'un masque de phase, tel que présenté par HILL [157] ou ANDERSON [158] en 1993. Cet élément clef de la photo-inscription n'est rien d'autre qu'un réseau de diffraction utilisé en transmission. Il est fabriqué avec soin, ses sillons sont de profondeur déterminée de telle sorte qu'à la longueur d'onde du laser UV, l'ordre zéro de diffraction soit atténué (c'est en fait général aux ordres pairs). Comme le montre la figure 3.8, les ordres 1 et -1 se recouvrent partiellement du fait de l'extension horizontale du faisceau laser, et interfèrent. Les franges d'interférences sont représentées sur la figure 3.8 par les traits parallèles dans la zone de recouvrement des deux ordres impairs de diffraction.

<sup>7</sup>Nous utilisons un laser INNOVA 300C FRED de chez Coherent.

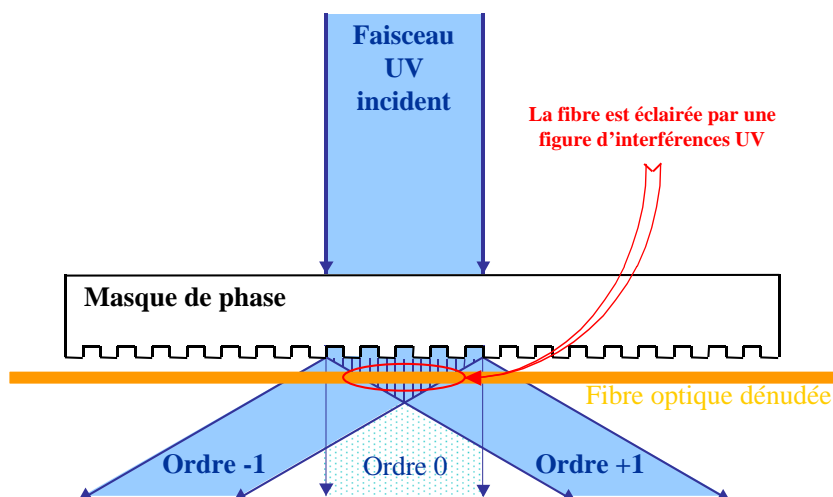


FIG. 3.8 – Principe du masque de phase pour la création d’une figure d’interférences.

La fibre est placée sous cette figure d’interférences afin de moduler de manière permanente son indice de réfraction. Notons que la partie exposée de la fibre optique est au préalable dénudée de ses gaines protectrices afin d’augmenter l’efficacité du processus d’inscription. Le masque de phase utilisé est un réseau de période 1066,1 nm de longueur 5 cm. Il est important de remarquer que la période de la figure d’interférences créée par le masque, donc de la modulation d’indice photo-inscrite, est deux fois moindre que la période du masque de phase. Compte tenu de l’équation 1.3, la longueur d’onde de référence du réseau de Bragg est donc égale au produit de l’indice optique par la période du masque de phase.

Avec un montage de type miroir de Lloyd par exemple, nous aurions pu choisir la période du réseau photo-inscrit par inclinaison du miroir, et donc la longueur d’onde centrale du réseau. Il en va de même avec les autres dispositifs interférométriques. Dans le cadre des études effectuées, le choix de la longueur d’onde du laser n’est pas nécessaire : nous avons donc conservé l’utilisation du masque de phase, ce qui permet de simplifier grandement le montage expérimental et ses alignements. Il serait par la suite facile de reproduire les expériences réalisées sur un montage où il est possible de faire varier la période du réseau photo-inscrit, ou d’avoir plusieurs masques de phases à différentes longueurs d’ondes. Notons toutefois que nous avons quelques moyens d’accorder la longueur d’onde des réseaux photo-inscrits sur quelques nm. En effet, nous pouvons augmenter l’indice effectif moyen de la fibre par une exposition UV sans masque de phase ce qui aura pour conséquence d’augmenter la longueur d’onde centrale du réseau conformément à l’équation 1.7. Nous pouvons aussi étirer la fibre pendant la photo-inscription, ce qui permet d’inscrire un réseau dont la période sera diminuée une fois la fibre relâchée.

Enfin, la position relative du masque de phase par rapport à la fibre peut être changée par utilisation d'une céramique piézoélectrique. Nous pouvons ainsi translater le masque selon un axe parallèle à l'axe longitudinal de la fibre : la figure d'interférences en est déplacée d'autant, ce qui entraîne une rupture dans la phase de la modulation d'indice. Cette technique permet ainsi d'introduire un ou plusieurs sauts de phase dans le réseau de Bragg, et découle des études effectuées par LOH [82] en 1995.

### 3.2.4 Inscription

Le faisceau UV a une faible extension horizontale (de l'ordre du mm), il est donc nécessaire d'effectuer un balayage de ce faisceau le long du masque de phase pour pouvoir photo-inscrire des réseaux de plusieurs centimètres (c.f. figure 3.7), tel que présenté par MARTIN [159] ou ROURKE [160] en 1994. Notons que tant que la fibre et le masque de phase sont solidaires, déplacer le faisceau UV ne déplacera pas la position de la figure d'interférences sur la fibre optique. Le déplacement du faisceau UV se fait grâce à une platine de translation motorisée d'excursion 20 cm et de résolution 1  $\mu\text{m}$ , la vitesse de déplacement nous permet de contrôler la force du réseau : plus la vitesse est rapide et plus le réseau photo-inscrit sera faible. L'inscription est contrôlée au cours de la fabrication en injectant une source large bande dans la fibre, et en observant le spectre en transmission de la fibre insolée.

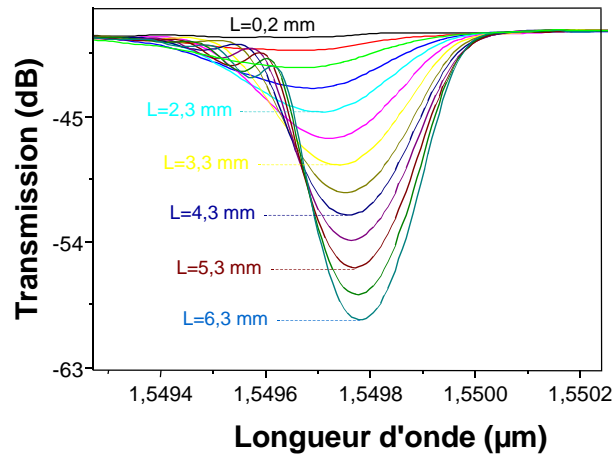


FIG. 3.9 – Évolution de la transmission spectrale d'un réseau au cours de son inscription. Réseau de longueur 6,7 mm écrit à la vitesse de 0,01 mm/s avec une puissance UV de 100 mW sur une fibre photo-sensible non hydrogénée. Les spectres optiques sont acquis par un analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm tous les 0,5 mm de réseau photo-inscrit, à partir de 0,2 mm. Les courbes sont acquises pendant l'inscription.

La figure 3.9 nous montre comment évolue la transmission du réseau au cours de sa fabrication : nous pouvons observer que sa transmission diminue et tend à saturer conformément à l'équation 1.5. De plus, comme la largeur du faisceau UV est de l'ordre du mm, les bords du réseau inscrit se trouvent avoir un indice effectif plus faible qu'au centre du

réseau. Ainsi, l'indice effectif moyen qui caractérise la longueur d'onde centrale du réseau se voit grandir au début de la photo-inscription, sur les premiers mm, avant d'atteindre sa valeur nominale. Par conséquent, la longueur d'onde centrale du réseau augmente au cours de l'inscription conformément à l'équation 1.7 et tel qu'observé sur la figure 3.9. Notons enfin que du fait de la focalisation de l'UV sur la fibre, il existe un échauffement ponctuel du réseau. Cet échauffement se traduit par la présence d'un lobe secondaire d'un côté seulement de la transmission spectrale du réseau tel que montré sur la figure 3.9. Ce lobe disparaît cependant une fois l'UV coupé.

### 3.2.5 Effets de polarisation

Il est important de discuter des effets de polarisation dans les réseaux de Bragg, car cet aspect est fondamental pour la sélection d'un seul mode de polarisation des lasers à fibre étudiés. Comme le décrit ERDOGAN [161], la réponse spectrale d'un réseau de Bragg change avec la polarisation en terme d'indice effectif, donc en termes de réflectivité et de longueur d'onde de Bragg. Suivant la polarisation du faisceau ultraviolet avec lequel le réseau est photo-inscrit, il est possible de varier la biréfringence induite lors de la photo-inscription d'un ordre de grandeur : une polarisation de l'UV orthogonale à la fibre permet d'atteindre les plus fortes biréfringences alors qu'une polarisation parallèle permet de minimiser<sup>8</sup> l'anisotropie induite. Compte tenu du fait qu'il existe une anisotropie résiduelle<sup>9</sup> dans une fibre optique, nous utilisons généralement une polarisation orthogonale pour induire une forte biréfringence. Deux modes de polarisations différentes pourront ainsi laser. Ces modes seront caractérisés aussi par des longueurs d'onde différentes, et des pertes différentes puisque les réflectivités sont plus ou moins fortes avec la polarisation. La sélection modale entre ces deux modes potentiels se fera alors par le milieu de gain homogène qu'est l'erbium à température ambiante, qui favorisera le mode ayant les pertes les plus faibles.

### 3.2.6 Vieillissement

Un aspect important est l'étude du vieillissement des réseaux. Cette étude a été effectuée par CASTONGUAY [129] qui montre qu'une étude plus poussée serait indispensable pour s'assurer d'une durée de vie suffisante des lasers. En vieillissant, les réseaux perdent en réflectivité et se décalent en longueur d'onde. Du fait notamment de l'importance dans l'industrie d'un tel processus, beaucoup d'études ont été effectuées sur ce sujet et le vieillissement peut être réduit, mais surtout contrôlé. On peut donc s'appuyer sur des articles tels que ceux écrits par ERDOGAN [163] ou KANNAN [164], ainsi que celui de Riant relatif

<sup>8</sup>Dans l'article d'ERDOGAN, la biréfringence induite pour une fibre dopée erbium [162] est de l'ordre de  $5,5 \cdot 10^{-5}$  pour une polarisation perpendiculaire et de l'ordre de  $0,5 \cdot 10^{-5}$  pour une polarisation parallèle.

<sup>9</sup>Lors de la fabrication des fibres optiques, surtout lors de l'étirage, les contraintes ne sont toujours parfaitement réparties, ce qui crée une biréfringence résiduelle dans la fibre de l'ordre de quelques  $10^{-6}$  unités.

au vieillissement lié à l'hydrogène [165]. Enfin, nous pourrions noter l'étude effectuée par CANNING [166] sur l'impact du vieillissement des réseaux dans le cadre spécifique des lasers à fibre.

### 3.3 Lasers à réflecteurs de Bragg répartis

Maintenant que nous avons présenté les propriétés d'un réseau de Bragg, le principe d'un laser à réflecteurs de Bragg distribués, les propriétés des fibres utilisées et la méthode de fabrication des réseaux de Bragg dans les fibres, nous allons pouvoir présenter la conception des lasers à fibre de type DBR.

#### 3.3.1 Présentation

Les premiers lasers essayés sont donc des lasers à réflecteurs de Bragg couramment appelés par leur sigle anglais DBR. Nous rappelons qu'un laser est constitué de trois éléments principaux : une source, une cavité et un milieu amplificateur. Dans le cas des lasers fabriqués, la source est l'émission spontanée de photons suite à la désexcitation d'électrons de l'erbium du niveau  $^4I_{13/2}$  vers le niveau  $^4I_{15/2}$ , la cavité est constituée de deux réseaux de Bragg photo-inscrits séparés d'environ 1 cm, et le milieu amplificateur d'une fibre dopée et pompée. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, les premiers lasers à réflecteurs de Bragg répartis furent fabriqués à base de semi-conducteurs [114] [115], avant d'apparaître plus tard dans des fibres optiques. C'est la diminution des pertes en transmission des fibres, leur dopage en ions terres rares, ainsi que le développement de l'écriture des réseaux d'indice par exposition UV, qui ont rendu possible la réalisation de ce type de structure dans des fibres. Le premier laser à fibre monomode longitudinal de type DBR lasant dans l'infrarouge, avec un seul réseau de Bragg cependant, fut obtenu par JAUNCEY [126] avec une cavité de 51 mm dopée au néodyme lasant à 1082 nm en 1988. C'est BALL [167] qui fabriqua le premier laser monomode à réflecteurs de Bragg répartis à 1550 nm dans une fibre dopée erbium en 1991, avec une longueur de cavité de 50 cm donc peu de robustesse quant à l'aspect monomode. En 1992, BALL [168] [169] et surtout ZYSKIND [170] proposent des lasers à fibre dopée erbium plus robustes, car de longueurs de cavités plus courtes (respectivement de 10 cm et 2 cm). Par la suite, des études montrent que de tels lasers peuvent être utilisés comme sources pour les transmissions optiques [171] [162] [172]. Nous allons quant à nous présenter ici deux types de milieux amplificateurs : un dopage à l'erbium tout d'abord, puis nous passerons rapidement au codage erbium-ytterbium pour des raisons que nous développerons par la suite.

Pour commencer, la fibre dopée est soudée à des demi-jarretières connectées FC-APC. Pour les lasers erbium, les demi-jarretières sont de la fibre<sup>10</sup> de transmission standard monomode à 1550 nm, mais pas à 980 nm. Ainsi, la pompe ne s'y propage pas selon le

<sup>10</sup>Pour les lasers erbium, nous utilisons de la fibre de type SMF-28 de chez Corning.



mode fondamental seulement, le couplage à la soudure avec la fibre dopée monomode à 980 nm est donc fortement diminué. De plus, la puissance transmise à la soudure avec la fibre dopée de cœur plus petit est sensible aux contraintes appliquées sur la fibre. Nous avons donc par la suite utilisé de la fibre monomode<sup>11</sup> à 980 nm pour les lasers sur fibre codopée erbium-ytterbium, afin d'assurer une plus grande stabilité de nos lasers. En ce qui concerne les soudures, il est bon de préciser que les fibres dopées sont chargées en hydrogène afin d'accroître leur photosensibilité. De ce fait, il est nécessaire de chauffer à l'aide d'un sèche-cheveux l'extrémité de la fibre qui devra être soudée, pendant une vingtaine de secondes au moins. Ceci permet d'enlever l'hydrogène contenu à l'extrémité de la fibre, sans quoi la soudure n'est pas possible, l'hydrogène étant notamment connu pour ses propriétés explosives.

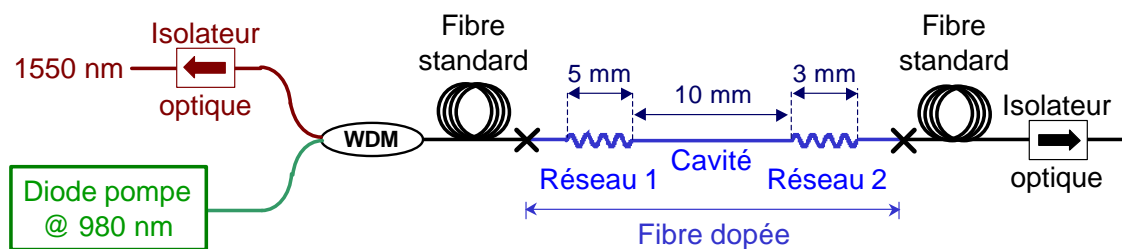


FIG. 3.10 – Présentation des lasers à réflecteurs de Bragg répartis.

*La longueur du premier réseau est d'environ 5 mm, celle du deuxième d'environ 3 mm, et celle de la cavité de l'ordre de 10 mm. Les croix représentent les soudures.*

Une description du montage du laser est présentée figure 3.10 : nous injectons la pompe via un coupleur WDM (multiplexeur) qui permet de séparer (ou de combiner) le 1550 nm du 980 nm. C'est sur la fibre dopée que nous inscrivons les réseaux. Le signal laser est alors récupéré par deux voies : l'une passe par le multiplexeur, l'autre est directement obtenue avec le résidu de pompe en sortie du réseau 2. Il est nécessaire de prendre soin de placer des isolateurs optiques aux sorties à 1550 nm du laser afin d'éviter toute contre-réaction optique. En effet, nous avons pu remarquer à nos dépens que les lasers à réflecteurs de Bragg étaient très sensibles aux contre-réactions, c'est aussi le cas pour les lasers à contre-réaction distribuée<sup>12</sup> comme a pu le quantifier RØNNEKLEIV [173].

Les longueurs de réseau précisées figure 3.10 correspondent typiquement aux lasers à réflecteurs de Bragg fabriqués sur la fibre codopée erbium-ytterbium. Quant aux lasers inscrits sur la fibre erbium, les longueurs des réseaux sont plutôt autour de 8 mm pour le premier et 5 mm pour le second. La longueur de cavité nécessaire à un fonctionnement monomode longitudinal des lasers est courte car de l'ordre du cm : nous avons pu vérifier le caractère monomode longitudinal de nos lasers, tels les lasers fabriqués par ZYSKIND

<sup>11</sup>Nous utilisons pour les lasers erbium-ytterbium de la fibre Flexcore 1060 de chez Corning, fibre monomode à 980 nm.

<sup>12</sup>Nous avons remarqué que les lasers à contre-réaction répartie étaient plus sensibles que les lasers à réflecteurs de Bragg aux contre-réactions optiques.

[170]. L'intérêt d'avoir des cavités si courtes est d'assurer un fonctionnement robuste et accordable sans saut de mode de nos lasers, tels ceux présentés par BALL [168]. L'inconvénient est la faible puissance de sortie des lasers, due à la courte longueur du milieu amplificateur et aux fortes réflectivités des réseaux nécessaire à l'obtention de l'effet laser. Le produit du coefficient de couplage  $\kappa$  par la longueur de réseau  $L$  est de l'ordre de la dizaine pour les lasers à fibre, donc supérieur aux semi-conducteurs d'un facteur 5.

### 3.3.2 Méthode de fabrication

La fibre photosensible est soudée à de la fibre monomode standard avant la photo-inscription. Nous pourrions inscrire les réseaux dans de la fibre non dopée mais plus photosensible, et les souder à de la fibre dopée, mais les pertes à la soudure seraient un handicap certain pour le fonctionnement du laser. Afin de s'assurer que les réseaux soient suffisamment réflectifs pour passer le seuil laser, les expériences de photo-inscription sont effectuées en pompant optiquement la fibre. La puissance pompe à 980 nm injectée est de 60 mW environ. La méthode consiste à inscrire le premier réseau particulièrement saturé avec une transmission inférieure à -25 dB, puis à déplacer le faisceau UV sans éclairer la fibre pour laisser la cavité, puis à commencer l'inscription du deuxième réseau. Nous avons vu (équation 1.5) que la réflectivité d'un réseau de Bragg augmentait avec la longueur. Ainsi, lorsque la réflectivité est suffisamment grande pour que le gain de la fibre pompée compense les pertes de la cavité, nous voyons<sup>13</sup> apparaître l'effet laser en observant le signal à un analyseur de spectre optique. Nous continuons alors l'inscription tant que la puissance laser augmente et arrêtons l'inscription dès que cette dernière sature, avant qu'elle ne commence à diminuer. La vitesse d'inscription des réseaux varie entre 0,005 et 0,02 mm/s, la puissance UV à la sortie de la lame demi-onde est typiquement de 60 mW, et le produit du coefficient de couplage des réseaux photo-inscrits par la longueur de réseau est de l'ordre de 6 à 15 soit beaucoup plus important que pour les réseaux de Bragg des lasers à semi-conducteurs (1 à 2).

La figure 3.11 présente les spectres optiques d'un laser à réflecteurs de Bragg répartis. Le graphe (a) présente un spectre large bande sur lequel nous pouvons observer l'allure caractéristique du gain de l'erbium. Nous observons aussi le pic laser, présenté sur une excursion spectrale moindre en (b). Sur ce graphe, nous observons une structure à plusieurs pics du laser : les pics latéraux sont les modes longitudinaux secondaires du laser. Nous remarquons que l'analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm n'est pas assez fin spectralement pour résoudre les différents modes, dont la convolution par la fonction d'appareil de l'analyseur de spectre optique donne cette forme lisse, au lieu de trois pics fins espacés. De ce fait, le rapport de suppression de mode est sous-évalué par l'analyseur de spectre optique : nous pouvons donc assurer que le SMSR est supérieur à 16 dB.

<sup>13</sup>Nous ne présenterons pas ici d'acquisition de spectres optiques lors de l'apparition de l'effet laser, mais le lecteur pourra en trouver dans le cadre de la fabrication des lasers à contre-réaction répartie (cf. §3.4).

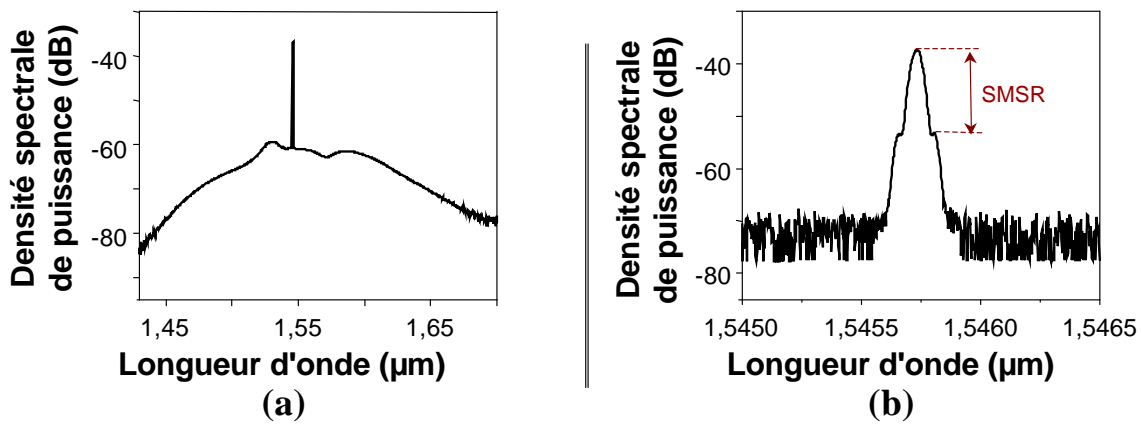


FIG. 3.11 – Spectres optique d'un laser à réflecteurs de Bragg répartis.

*Laser DBR sur fibre erbium, la longueur du premier réseau est de 9,3 mm, celle de la cavité de 10 mm et celle du deuxième réseau de 5,6 mm.*

*Les acquisitions sont obtenues avec un analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm.*

Il est important de remarquer un deuxième phénomène au cours de la naissance de l'effet laser. En effet, il est nécessaire que les deux réseaux de Bragg soient à la même longueur d'onde pour que l'effet laser puisse être obtenu de manière optimale. Comme nous l'avons vu figure 3.9, la longueur d'onde d'un réseau augmente au cours de la photo-inscription. L'effet laser est donc favorisé au cours de l'inscription pour deux raisons : la réflectivité augmente et les réseaux s'accordent. Compte tenu de ces considérations, il arrive que la longueur d'onde la plus favorable à l'effet laser change au cours de l'inscription. Dans ce cas, le laser passe par un fonctionnement sur deux modes longitudinaux, avant que le premier mode ne disparaisse pour laisser place au dernier mode apparu, et dont les pertes sont moindres.

Nous aurons remarqué figure 3.10 la dissymétrie des longueurs de réseau, qui se traduit par une différence de réflectivité des deux réseaux via l'équation 1.5. Ceci permet d'avoir un laser dont la puissance est privilégiée d'un côté, celui où la réflectivité est la plus faible. De plus, le fait de saturer le premier réseau nous assure un minimum de pertes et donc un effet laser plus facile à obtenir. Cependant, si le premier réseau est trop fort, son indice effectif peut être tel que le deuxième réseau ne puisse pas atteindre la longueur d'onde du premier, à moins de le saturer lui aussi auquel cas la puissance de sortie sera faible. Il est donc important de penser à accorder les réseaux dans le cas où les réseaux photo-inscrits ont des réflectivités, donc des longueurs d'ondes très différentes.

Il est aussi important de discuter de l'évolution à court terme des caractéristiques du laser à la fin de la photo-inscription. En effet, nous pouvons observer le laser se décaler en longueur d'onde de l'ordre de 0,1 nm dans la dizaine de minute après avoir coupé le faisceau UV. Nous observons aussi généralement une baisse de puissance, parfois un fonctionnement sur deux modes longitudinaux ou un passage par ce fonctionnement bimode amenant à un changement de mode. Un premier phénomène peut être observé à très court

terme<sup>14</sup>, et est d'origine purement thermique. En effet, nous arrêtons l'inscription lorsque la puissance laser est optimale. Mais en coupant le faisceau UV, nous changeons la structure de la cavité, car ce dernier chauffait considérablement la fibre, et particulièrement le deuxième réseau qu'il était en train d'écrire. De ce fait, le deuxième réseau se contracte en se refroidissant et se désaccorde donc par rapport au premier, amenant à une structure de cavité qui n'est plus optimale. Un deuxième effet de dynamique plus lente<sup>15</sup> est un vieillissement rapide de la fibre dû à la diffusion des molécules d'hydrogène résiduelles qui n'ont pas participé à la photo-inscription, processus accéléré par l'échauffement de la fibre par le pompage optique. Puisque les réseaux ne sont pas identiques, ils vieillissent différemment aux dépends du bon fonctionnement du laser. La solution adoptée pour s'affranchir de ces effets néfastes a été de couper l'inscription avant d'atteindre la puissance maximale du laser. Ce critère certes subjectif et peu précis fonctionne bien et permet de voir la puissance laser augmenter une fois l'inscription terminée, et ce sans changement de mode. Une pré-exposition de la fibre et une inscription pas à pas permettraient certainement d'éviter les problèmes de vieillissement et de thermique, mais nous n'en avons pas éprouvé le besoin pour nos expériences : une telle étude serait nécessaire dans un cadre industriel.

### 3.3.3 Lasers sur fibre dopée erbium

Les tous premiers essais ont été effectués sur la fibre dopée erbium seulement. Nous présentons une première caractérisation des lasers fabriqués sur la figure 3.12. Graphe (a), nous pouvons observer un seuil laser relativement bas de 28,6 mW, mais une efficacité laser très faible, à savoir 0,0012 %. Une telle efficacité implique des puissances de sortie très faibles qui dépassent difficilement le  $\mu W$ . Il est à noter cependant que l'efficacité mesurée est effective et moindre que l'efficacité réelle du laser, car les pertes du multiplexeur de sortie affectent directement la pente de la caractéristique. Les deux voies du laser ont des efficacités différentes car nous avons volontairement photo-inscrit un réseau plus fort que l'autre afin de privilégier une sortie du laser. Nous avons représenté sur le graphe (b) l'accordabilité de notre laser par étirement de la fibre : la saturation est due à un glissement de notre fibre, mais nous remarquons une accordabilité possible sur plusieurs nm. La plage d'accordabilité disponible est en fait limitée par la casse de la fibre. Les limites mécaniques de la fibre par étirement sont de l'ordre de 0,5 % alors qu'elles sont de 2,5 % par compression. Ainsi, nous ne pouvons guère accorder le laser par étirement sur plus de 5 nm sans risque de casse, alors que BALL [174] a pu montrer une accordabilité sur plus de 30 nm par compression. Les travaux récents effectués par GOH et MOKHTAR montrent une méthode pour accorder les réseaux de Bragg sur plus de 90 nm, ouvrant ainsi la porte à des lasers accordables sur une large plage spectrale. Le graphe (c) présente un spectre optique non

<sup>14</sup>Les évolutions à très court terme se passent sur un temps inférieur à la seconde.

<sup>15</sup>Le vieillissement, de dynamique lente, est critique dans la dizaine de minutes suivant la fin de la photo-inscription.

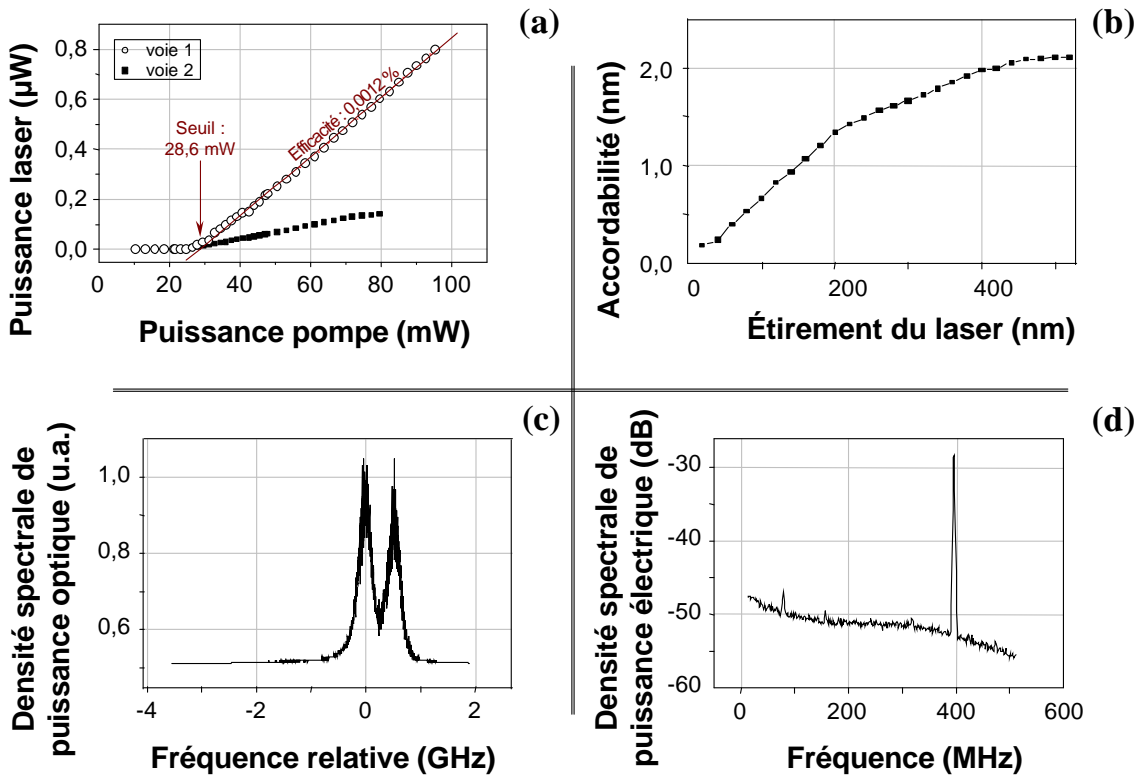


FIG. 3.12 – Caractérisation première des DBRs sur fibre erbium.

- (a) : caractéristique en puissance signal versus la puissance pompe pour les deux sorties du laser.  
 (b) : accordabilité par étirement du laser maintenu par deux points séparés d'environ 10 cm.  
 (c) : spectre optique au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 10 GHz moyenné sur 100 points.  
 (d) : battement micro-ondes des deux modes de polarisation préalablement projetés sur un même axe.  
 Les mesures de puissance du graphe (a) sont effectuées avec un analyseur Fabry-Perot.

résolu obtenu avec le Fabry-Perot d'analyse d'ISL 10 GHz. Nous pouvons observer la présence de deux modes lasers séparés de 400 MHz environ, qui se sont révélés après étude<sup>16</sup> être des modes de polarisation. L'écart en fréquence est mesuré finement graphe (d) sur le spectre électrique résultant des battements entre ces deux modes projetés via des boucles de Lefèvre [175] sur un polariseur. La mesure de la différence de longueur d'onde  $\Delta\lambda$  nous renseigne sur la biréfringence  $\Delta n$  de la fibre exposée d'indice  $n$  à la longueur d'onde  $\lambda$  via l'équation 3.1.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} \quad (3.1)$$

Dans une première approximation, pour un indice de 1,5 et une longueur d'onde de 1550 nm, nous obtenons une biréfringence de  $3 \cdot 10^{-6}$ . La faible valeur de cette biréfringence nous fait penser qu'elle est intrinsèque à la fibre, et non liée à l'exposition UV.

Un autre point intéressant concerne le sens de pompage. En effet, les lasers peuvent avoir des comportements très différents suivant le sens dans lequel ils sont pompés. Cer-

<sup>16</sup>L'étude consiste à insérer des boucles de Lefèvre [175] et un polariseur entre le laser et le Fabry-Perot d'analyse. S'il est possible d'éteindre une seule des deux raies en jouant sur les boucles de Lefèvre, c'est que ce sont bien deux modes de polarisations différentes.

tains par exemple ne lasent que pour un seul sens de pompage. Ces différences dans le comportement peuvent s'expliquer par plusieurs points dont les importances relatives dépendent de la structure du laser. Tout d'abord, les longueurs de fibre dopée non exposée avant et après le laser ne sont pas égales. Ainsi, la pompe sera plus ou moins absorbée selon le sens de pompage. D'autre part, les réseaux sont de forces différentes, donc il est préférable d'avoir plus de puissance pompe du côté du réseau le moins fort, car la pénétration de la lumière dans le réseau se fera d'autant plus qu'il est faible. Enfin, les lasers sont fabriqués avec la pompe allumée, donc avec une certaine distribution de puissance pompe, ou encore une certaine distribution thermique. Ainsi, nous pouvons considérer une fois la pompe éteinte que les réseaux sont tels des réseaux à pas variable. Cette dérive en fréquence est compensée par l'effet thermique lorsque nous pompons le laser du même sens que pendant l'inscription, mais accentuée si nous changeons le sens de pompage.

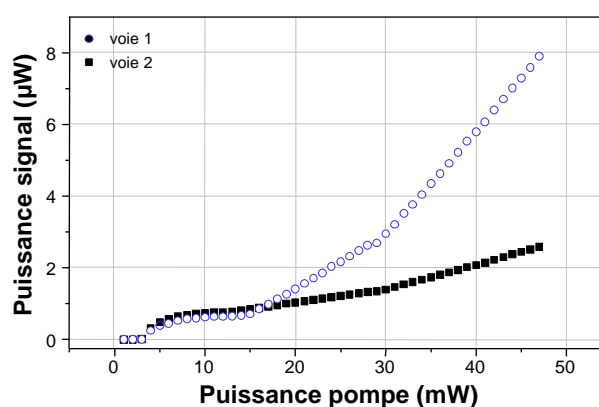


FIG. 3.13 – Influence du sens de pompage sur la caractéristique en puissance.  
*Caractéristique en puissance signal versus la puissance pompe pour les deux sorties  
 du laser présenté figure 3.12 pour un pompage dans l'autre sens.  
 Les mesures de puissance sont effectuées avec un mesureur de puissance.*

La figure 3.13 présente la caractérisation du même laser que celui présenté figure 3.12 (a) mais pour un pompage dans l'autre sens, et les mesures sont effectuées directement au mesureur de puissance alors que celles du graphe 3.12 étaient effectuées au Fabry-Perot d'analyse. Nous observons trois parties dans cette caractéristique. La première, définie de 0 à 15 mW, présente une augmentation de la puissance optique qui sature rapidement avec le pompage : c'est l'émission spontanée amplifiée dont la mesure est possible du fait de l'utilisation d'un mesureur de puissance qui intègre la puissance optique sur l'ensemble du spectre optique. L'observation de cette forte saturation nous fait penser qu'une très forte inversion de population du milieu actif est nécessaire pour atteindre l'effet laser. En d'autres mots, le milieu amplificateur est utilisé à son maximum. Les deuxième et troisième parties de la caractéristique, respectivement de 15 à 30 mW, et au delà de 30 mW, sont elles représentatives de l'effet laser. Nous remarquons une rupture dans la pente de la caractéristique qui doit correspondre à un changement de mode longitudinal du laser :

nous ne l'avons pas vérifié pour cet échantillon, mais l'avons vérifié avec plusieurs autres lasers. Enfin, nous remarquons que la puissance de sortie du laser est plus importante pour ce sens de pompage, et l'efficacité de 0,029 % beaucoup plus grande, en comparaison à la figure 3.12.

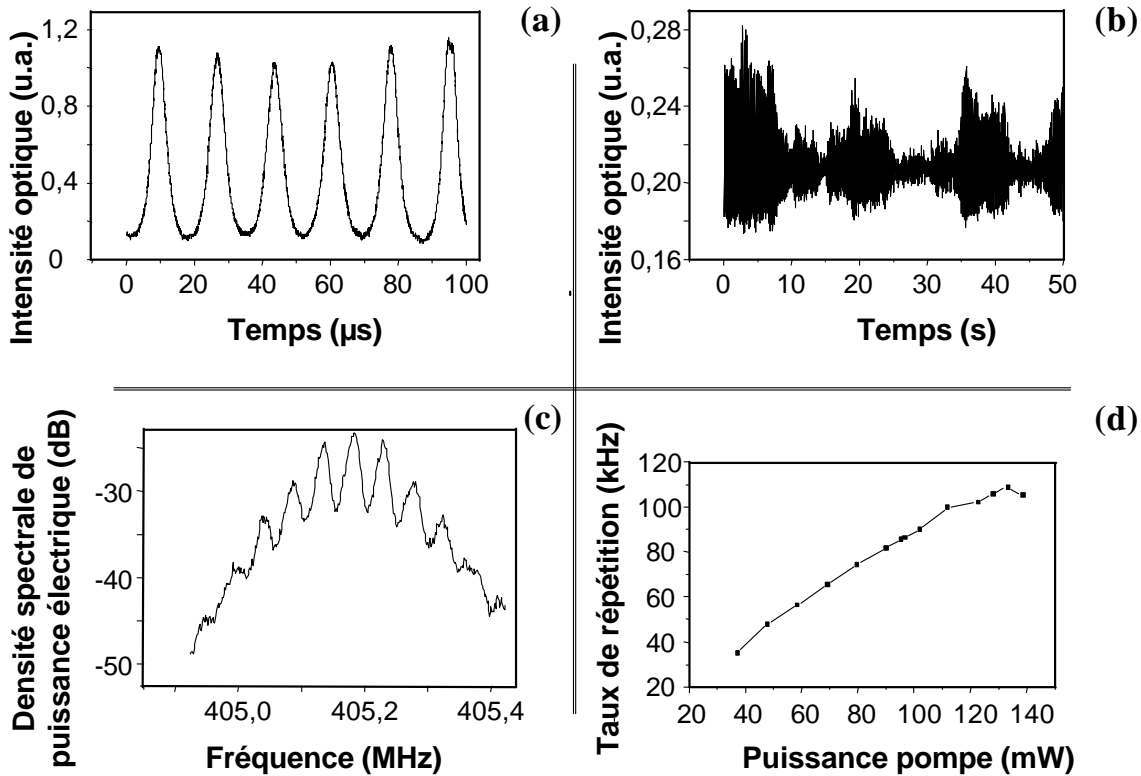


FIG. 3.14 – Caractérisation de l'autopulsation des DBRS sur fibre erbium.

- (a) : allure temporelle rapide du laser montrant l'autopulsation.
- (b) : enveloppe temporelle chaotique lente de l'autopulsation.
- (c) : spectre micro-ondes de l'autopulsation acquis à l'ASE.
- (d) : évolution du taux de répétition avec la puissance de pompage.

Quelques surprises apparaissent à la caractérisation temporelle des lasers. En effet, nous pouvons observer figure 3.14 un fonctionnement pulsé de nos lasers sur une petite échelle temporelle (a), avec une période de l'ordre de la vingtaine de  $\mu\text{s}$ . Nous pouvons aussi observer sur une plus grande échelle temporelle (b) une enveloppe chaotique, dont le chaos n'a pas été étudié plus en détails, mais qui doit être d'ordre peu élevé. Le phénomène d'autopulsation a déjà été observé et expliqué dans notre laboratoire [176] - [178] : ce sont des effets d'autopulsation dus à de trop forts dopages en erbium. Les ions erbium ont alors tendance à se regrouper par paires et à fonctionner tels des absorbants saturables, ce qui confère au laser un fonctionnement impulsionnel. On remarquera que le spectre de battement des modes de polarisation en est affecté (c), et noterons l'évolution de la périodicité de ces impulsions avec le taux de pompage<sup>17</sup> (d). Le comportement chaotique

<sup>17</sup>Le taux de pompage est défini comme le rapport de la puissance de pompe sur celle au seuil.

a lui aussi été expliqué dans les articles précédemment cités.

### 3.3.4 Lasers sur fibre codopée erbium-ytterbium

Afin de passer outre ces effets néfastes d'autopulsation, nous avons dû changer de milieu actif et avons choisi de la fibre codopée Er-Yb. L'introduction d'ytterbium a plusieurs avantages, notamment d'accroître l'efficacité de l'absorption tel que présenté au paragraphe §3.1.2, ce qui permet d'introduire moins d'ions erbium dans la matrice en silice pour un même gain petit signal. Enfin, la présence physique d'ions ytterbium entre les ions erbium ainsi que l'insertion d'aluminium dans la matrice permettent de limiter le regroupement par paires des ions erbium. Nous n'avons pas réussi à mesurer le gain petit signal de cette fibre et pensons que cela est dû à la trop forte absorption de la fibre qui nous empêche de réaliser une inversion de population totale des ions erbium. La seule solution pour réaliser cette inversion totale de population est de prendre un tronçon de fibre très court, mais le gain est alors trop faible pour pouvoir être mesuré !

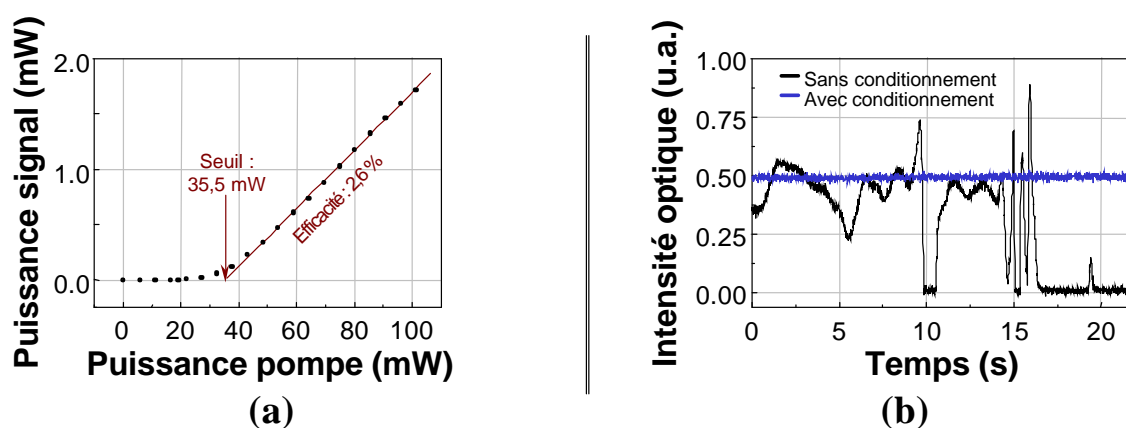


FIG. 3.15 – Caractérisation première des lasers à réflecteurs de Bragg répartis sur fibre codopée erbium-ytterbium.

(a) : caractéristique en puissance ; (b) : caractéristique temporelle.

Le laser caractérisé en (a) a été inscrit avec comme paramètres :

une puissance UV de 58 mW, une vitesse de 0,04 mm/s,

des longueurs de 8 et 9 mm pour les réseaux et de 10,4 mm pour la cavité.

Les figures 3.15, 3.16 et 3.17 présentent la caractérisation de laser à réflecteur de Bragg de même type de structure qu'au paragraphe §3.3.3 mais sur de la fibre codopée erbium-ytterbium. En premier lieu, nous pouvons observer figure 3.15 (a) sur la caractéristique en puissance du laser un seuil de 35 mW, soit légèrement plus grand que pour l'erbium, mais surtout une efficacité de 2,6 % supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à celle des lasers sur fibre erbium. Une telle efficacité nous permet de dépasser le mW en puissance de sortie pour 100 mW de pompe. Le graphe (b) de la figure 3.15 montre que nous avons réussi à obtenir un fonctionnement continu et non plus auto-pulsé. Seulement, le comportement temporel du laser n'est stable que dans le cadre d'un bon conditionnement. Le condition-



nement consiste à plonger le laser dans une rainure, remplie de graisse thermique, d'une plaque de cuivre de quelques mm d'épaisseur. Ainsi, le laser est protégé des fluctuations de pression ou de température de l'environnement extérieur, et sa température est maintenue constante. Sans conditionnement, nous pouvons observer sur la figure que le laser peut s'éteindre complètement.

En ce qui concerne les modes de polarisation, nous n'observons qu'un seul mode dans le cas du laser conditionné. Par contre, si le laser est simplement déposé sur le marbre, nous pouvons voir que le deuxième mode de polarisation apparaît de manière très instable, troublant de ce fait le comportement laser et participant à notre avis de manière prépondérante dans les instabilités temporelles présentées sur la figure 3.15 (b). L'utilisation d'un Fabry-Perot d'analyse de manière quasi-statique nous a permis de montrer que le rapport de suppression de mode du laser conditionné est supérieur à 28 dB : nous ne pouvons mesurer de rapports de suppression de mode supérieurs avec nos appareils. Cependant, même pour un rapport de suppression de mode supérieur à la trentaine de dB, il est possible d'observer un battement entre les modes de polarisation du laser, en utilisant un détecteur rapide et un analyseur de spectre électrique. Ainsi, nous avons mesuré pour les lasers à réflecteurs de Bragg sur fibre codopée erbium-ytterbium une différence de fréquence entre les modes de polarisation allant de 1 à 2 GHz, donc plus grande que les lasers à fibre erbium (cf. §3.3.3). Cette différence de fréquence se traduit par une différence d'indice optique pour les deux modes de polarisation allant de  $0,77 \cdot 10^{-5}$  à  $1,55 \cdot 10^{-5}$ . Ces variations d'indice sont suffisamment importantes pour que nous puissions considérer qu'elles ne sont pas intrinsèques à la fibre mais induites par la photo-inscription des réseaux de Bragg. Cette biréfringence offre au laser la possibilité de fonctionner sur deux modes de polarisation différents. Cependant, nous avons vu que le gain de la fibre et la réflectivité des réseaux dépendent de la polarisation. De plus, le milieu de gain est homogène. Ainsi, un mode de polarisation est nettement privilégié et le laser ne lase que sur un seul mode longitudinal et de polarisation.

Nous avons aussi effectué une mesure de largeur de raie avec un autohétérodyneur commercial<sup>18</sup> de résolution optique 40 kHz. Mesurant une largeur optique inférieure à cette résolution, nous en déduisons une largeur (FWHM) pour nos lasers inférieure à 40 kHz. Des lasers à fibre dopée erbium en anneau montrent [125] des largeurs aussi faibles que 1,4 kHz, et permettent donc d'obtenir des longueurs de cohérence importantes, et ainsi la possibilité de réaliser des télécommunications cohérentes sur de longues distances (plusieurs dizaines à plusieurs centaines de km).

La figure 3.16 (a) nous montre l'accordabilité possible de nos lasers par étirement. Nous avons cette fois collé le laser afin d'éviter le problème rencontré avec les lasers erbium, et pouvons ainsi accorder sans saut de mode le laser sur une plage de 6 nm. Nous pouvons aussi remarquer le décalage en longueur d'onde du laser avec le pompage sur la figure 3.16 (b). Ce décalage est dû à un échauffement de la fibre, entraînant une dilatation du réseau

<sup>18</sup>Nous utilisons l'autoheterodyneur *Spectral Linewidth Test Set Q73321* de chez Advantest.

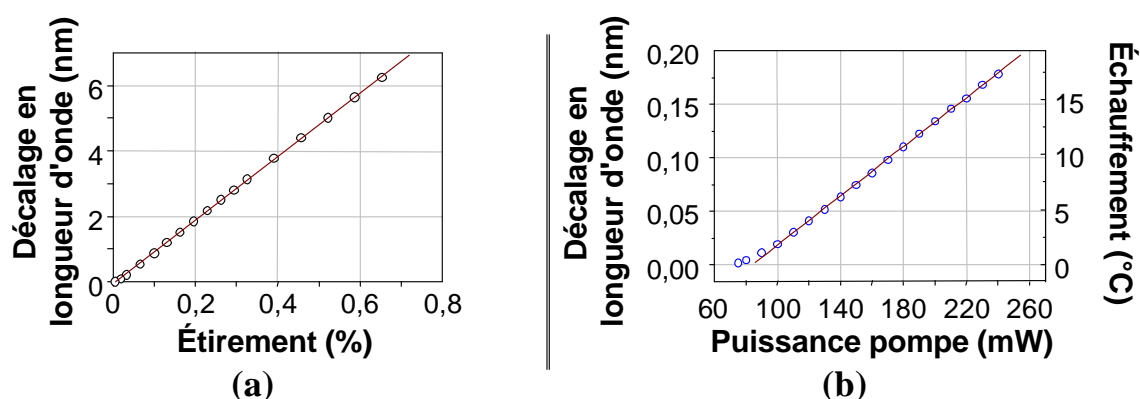


FIG. 3.16 – Dépendance en fréquence d'un laser DBR versus l'étirement ou la puissance de pompe.

*Le laser caractérisé en (a) a été inscrit avec comme paramètres :*

*une puissance UV de 64 mW et une vitesse de 0,1 mm/s,  
des longueurs de 15 et 11 mm pour les réseaux et de 4 mm pour la cavité.*

*Le laser caractérisé en (b) a été inscrit avec comme paramètres :*

*puissance UV de 64 mW, vitesses de 0,005 mm/s pour le premier réseau, de 0,004 mm/s pour le deuxième,  
longueurs de 3,0 mm et 3,1 mm pour les réseaux, de 8,0 mm pour la cavité.*

et une augmentation de l'indice effectif, soit une augmentation de la longueur d'onde laser. Typiquement, le rapport de l'évolution de la longueur d'onde de Bragg du réseau sur la longueur d'onde de Bragg varie avec la température d'un facteur  $6,7 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ . Ainsi, une évolution de 0,11 nm pour une augmentation de 100 mW de la puissance de pompe traduit un échauffement d'environ  $11^\circ\text{C}$  dans la fibre. Notons que cette expérience a été effectuée en absence de conditionnement. Une fois le laser plongé dans la graisse thermique, nous diminuons d'un facteur 20 et plus la dérive en longueur d'onde liée aux effets thermiques dus au pompage. Ces effets thermiques sont en majeure partie dus aux transitions par phonons entre les niveaux  $^4I_{11/2}$  et  $^4I_{13/2}$  de l'erbium, et peuvent amener à quelques instabilités du laser tel qu'ont pu le montrer XU [179] [180], ou tel que nous avons pu le constater sur la figure 3.15 (b).

Il est aussi important et utile pour nos expériences d'injection optique de considérer la gigue du laser. Nous avons pu observer une gigue de l'ordre de la vingtaine de MHz sur la dizaine de minutes. Mais sur une durée plus courte de 5 s par exemple, nous observons une dérive régulière de 8 MHz. Compte tenu de la dynamique des effets rencontrés, il semble que cette gigue soit d'origine principalement thermique. Nous l'aurons remarqué, la température est un élément clef pour ces lasers, dès la fabrication et jusqu'à leur utilisation.

Enfin, il est intéressant de présenter quelques autres caractéristiques en puissance de ces lasers. La figure 3.17 présente deux caractérisations en puissance pour deux lasers différents. Pour chaque courbe, nous avons relevé la puissance en sortie des deux côtés du laser. Nous remarquons curieusement que les seuils ne sont pas égaux ! Cette curiosité peut s'expliquer par la présence des sections de fibre codopée qui entourent le laser, et qui fonctionnent comme des absorbants saturables dont la saturation est déclenchée par

la puissance laser. En effet, le milieu amplificateur est un système trois niveaux, donc il présente une forte absorption du signal pour de faibles valeurs de pompe et de signal. Cette absorption peut être saturée par un fort pompage, auquel cas une forte inversion de population est réalisée et le milieu présente même du gain ; mais l'absorption peut aussi être saturée par une forte puissance signal, auquel cas une infime partie du signal suffit à exciter les électrons du niveau fondamental, et la majorité de la puissance traverse la fibre sans absorption. Compte tenu du fait que les puissances lasers ne sont pas identiques des deux côtés, et compte tenu du fait que la puissance de pompe n'est elle aussi pas la même des deux bords, ces sections de fibre vont voir leur absorption saturer pour des puissances de pompe différentes.

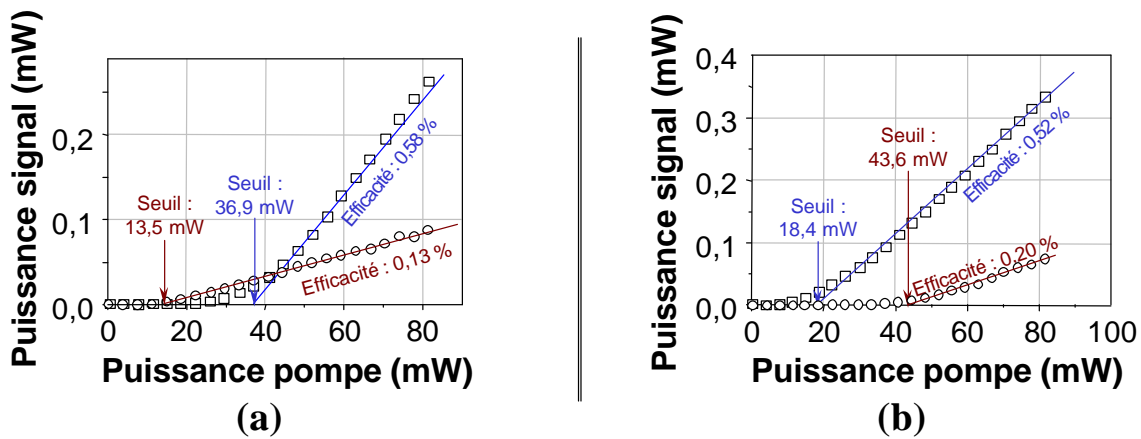


FIG. 3.17 – Caractérisations en puissance de lasers DBRs à fibre codopée erbium-ytterbium.

*Le laser caractérisé en (a) a les mêmes paramètres que celui présenté en (b) à la figure 3.16.*

*Le laser caractérisé en (b) a été inscrit avec comme paramètres :*

*une puissance UV de 59 mW et une vitesse de 0,01 mm/s,  
des longueurs de 3,5 et 3,5 mm pour les réseaux et de 10 mm pour la cavité.*

Des études effectuées une année après la fabrication des lasers nous ont révélé l'importance du vieillissement de nos réseaux. En vieillissant, les réseaux se désaccordent, entraînant une chute de plusieurs ordres de grandeur de la puissance optique en sortie et de l'efficacité. De plus, le fait que les réseaux soient désaccordés rend les lasers encore plus sensibles aux perturbations extérieures, thermique et autres. Ainsi, nous voyons plusieurs changements de modes longitudinaux en augmentant la puissance pompe. Ces changements se traduisent par des ruptures de pente dans la caractérisation en puissance des lasers. Ils nous intéressent cependant dans le sens où l'observation de différents modes longitudinaux nous donne une mesure de l'intervalle spectral libre de la cavité et donc la longueur optique de cette dernière. Les mesures effectuées correspondent à un ISL de l'ordre de 7 GHz. Notons enfin que l'étude du vieillissement est d'autant plus fondamentale que les réseaux sont différents, car ils vieillissent alors différemment. Le lecteur pourra se référer aux études de CASTONGUAY [129] qui a effectué une caractérisation des lasers juste après leur inscription, puis quinze jours plus tard.

## 3.4 Lasers à contre-réaction répartie

### 3.4.1 Présentation

Le deuxième type de laser essayé est à contre-réaction distribuée, couramment appelé par son sigle anglais DFB. Ces lasers sont constitués d'une cavité répartie : un réseau est photo-inscrit le long de la cavité laser et fait office de miroir en tout point de l'espace longitudinal. De tels lasers à base de semi-conducteurs sont efficaces depuis 1975 [113], et sont depuis largement répandus dans le domaine des télécommunications pour lequel ils constituent des sources de référence. En ce qui concerne les lasers à fibre, il a fallu tout comme les lasers à réflecteurs de Bragg attendre les progrès dans la fabrication de fibres dopées photosensibles pour pouvoir envisager de telles structures. Le premier laser à fibre à contre-réaction répartie avec saut de phase apparaît en 1994 avec les études de KRINGLEBOTN [128] sur une fibre codopée erbium-ytterbium, mais le saut de phase est éphémère car induit en chauffant localement le réseau. Les premiers lasers à fibre monomodes à contre-réaction répartie avec saut de phase permanent apparaissent en 1995 sur différentes fibres et avec différentes méthodes d'inscription du saut de phase. ASSEH [181] le réalise sur une fibre dopée ytterbium avec une méthode de post-exposition UV pour inscrire le saut de phase. LOH [182] le réalise sur une fibre dopée erbium avec un saut de phase directement inscrit pendant l'inscription. Puis SEJKA [89] le réalise sur une fibre erbium avec une méthode de post-exposition UV pour inscrire le saut de phase.

Une description de ces lasers a été présentée figure 1.8. La longueur des réseaux inscrits varie typiquement entre 3 et 5 cm. La position du saut de phase est généralement située aux alentours de 66 % de la longueur totale afin d'optimiser la puissance de sortie d'un côté du laser, tel que l'a montré IBSEN [183] par exemple. Compte tenu des problèmes d'autopulsation évoqués dans le cas des lasers à fibre dopée erbium seulement (cf. §3.3.3), nous n'avons utilisé que de la fibre codopée erbium-ytterbium pour la fabrication des lasers à fibre à contre-réaction distribuée. Notons aussi que cette fibre a certainement un gain plus grand que celle dopée erbium seulement, dont le gain aurait probablement été insuffisant pour obtenir un effet laser avec les puissances de pompe disponibles.

### 3.4.2 Méthode de fabrication

La méthode de fabrication des lasers à contre-réaction répartie est similaire à celle utilisée pour les lasers à réflecteurs de Bragg (cf. §3.3.2). La différence réside dans le fait que nous ne laissons pas de cavité au milieu, mais insérons un saut de phase de  $\pi/2$  rad dans la cavité. Afin de préciser un vocabulaire parfois troublant, notons que certains parlent de saut de phase de  $\pi$  rad alors que d'autres parlent de saut de  $\pi/2$  rad. Compte tenu du facteur 2 dans la relation (équation 1.3) qui lie la longueur d'onde de référence à la période du réseau de Bragg, nous remarquons qu'une translation d'une demi-période de modulation d'indice se traduit évidemment par un saut de phase de  $\pi$  rad pour la modulation

d'indice, mais par un saut de phase de  $\pi/2$  rad pour la longueur d'onde de référence. Ainsi, selon que nous ayons des considérations plus géométriques liées à la modulation d'indice, ou plus ondulatoires liées à la phase cumulée à la propagation de l'onde optique, nous parlerons respectivement de sauts de  $\pi$  rad ou  $\pi/2$  rad.

Plusieurs méthodes s'offrent à nous pour réaliser le saut de phase. La méthode utilisée consiste à déplacer le masque de phase au cours de l'inscription sans éteindre l'illumination UV, car ce déplacement s'effectue très rapidement devant les vitesses typiques de déplacement de la platine de translation motorisée. Cette technique découle des études effectuées par LOH [82] pour corriger les imperfections d'un masque de phase. Cependant, quelques études par réflectométrie complexe (cf. §3.4.4) semblent montrer que cette méthode induit une phase floue et aléatoire dans la région du saut de phase, ce qui pourrait expliquer le mauvais fonctionnement de certains échantillons lasers. De ce fait, une méthode différente a été adoptée pour les derniers échantillons fabriqués, à savoir que nous arrêtons l'inscription le temps de déplacer le masque de phase. D'autres utiliserons des méthodes de post-inscription [81], en éclairant avec de l'UV la fibre à l'endroit souhaité dans le réseau, changeant de ce fait l'indice de réfraction, donc la phase à la propagation de l'onde dans une section spatialement localisée. Enfin, d'autres méthodes existent, telle celle utilisant des lames d'ondes, mais ne peuvent être appliquées avec un masque de phase.

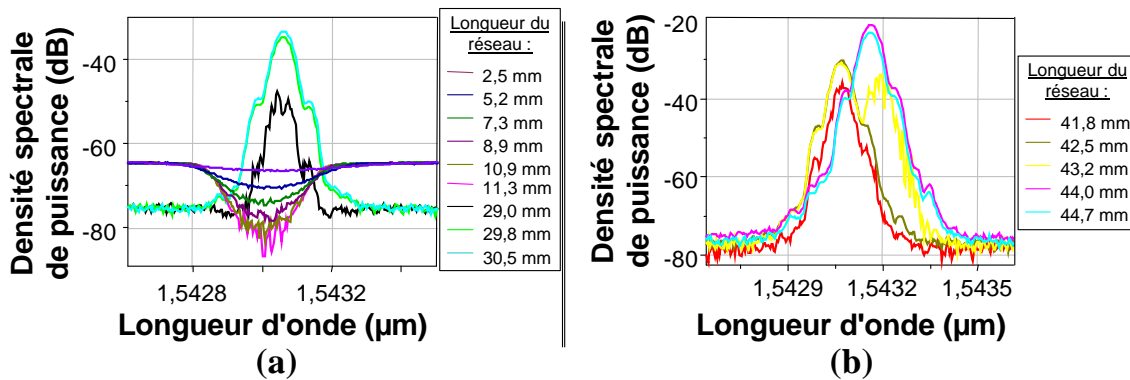


FIG. 3.18 – Apparition de l'effet laser lors de la photo-inscription d'un laser à contre-réaction répartie.

Les spectres sont acquis automatiquement avec un analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm, lorsque les extrema des densités spectrales varient de 4 dB au moins. La puissance pompe est de 114 mW.

(a) : la puissance UV est de 64 mW et la vitesse d'inscription de 0,05 mm/s, le réseau a une longueur de 31 mm, le saut de phase se situe à 20 mm et le produit  $\kappa \cdot L$  vaut 7,9. La source blanche permettant d'observer la construction du réseau est conservée jusqu'au saut de phase.

(b) : la puissance UV est de 64 mW et la vitesse d'inscription de 0,1 mm/s, le réseau a une longueur de 48 mm, le saut de phase se situe à 27,5 mm et le produit  $\kappa \cdot L$  vaut 15,8.

La figure 3.18 présente les acquisitions de spectres optiques pendant l'inscription du laser. Nous observons sur le graphe (a) les courbes typiques observées lors de l'écriture. Nous utilisons une source blanche uniquement jusqu'à l'inscription du saut de phase afin

de pouvoir suivre l'évolution du réseau, tel que décrit figure 3.9, ce qui nous permet notamment d'évaluer la force du réseau. Le pompage optique est lui effectif tout au long de l'inscription, car ses effets thermiques sont importants et ne l'allumer qu'après le saut de phase pourrait induire une différence de fréquence importante entre les réseaux inscrits avant et après le saut de phase. Une fois le saut de phase inscrit, nous continuons l'inscription et attendons l'effet laser. Nous voyons sur le graphe (a) que l'effet laser apparaît 9 mm après le saut de phase et que la puissance laser augmente alors que nous prolongeons le réseau. Nous avons arrêté l'inscription lorsque la puissance n'augmentait plus, car nous aurions vu par la suite la puissance diminuer en prolongeant le réseau. Nous pouvons remarquer grâce à la superposition des spectres en transmission du réseau avant saut de phase et des pics lasers, que l'effet laser se produit à peu près à la longueur d'onde centrale du réseau : nous pouvons donc penser que l'effet laser a lieu à la longueur d'onde de Bragg, et que le saut de phase est effectif.

Le graphe (b) de la figure 3.18 montre qu'il arrive que nous observions un changement de mode de résonance dans la structure au cours de l'inscription. Nous pouvons observer l'effet laser apparaître autour de 1543,05 nm, puis se répartir sur deux fréquences avant que finalement toute la puissance soit transmise à un mode de longueur d'onde supérieure, soit de 1543,15 nm. Il est important de noter que ces changements de modes apparaissent principalement pour des réseaux forts. Nous avons aussi pu observer pour des réseaux très forts un effet laser avant inscription du saut de phase. L'effet laser ne peut donc se produire à la longueur d'onde de Bragg et devrait apparaître sur deux modes. Nous ne l'observons cependant que sur une seule longueur d'onde que nous voyons nettement décalée de la longueur d'onde centrale du réseau. Nous pensons que les légères asymétries du réseau et les effets thermiques au cours de l'inscription favorisent la résonance d'un des deux modes en terme de phase, puis la compétition en milieu de gain homogène accroît la différence en puissance entre les deux modes. Cette hypothèse est confortée par les travaux effectués sur les lasers à semi-conducteurs [120] qui montrent que ce sont des déphasages, à la réflexion aux facettes en l'occurrence, qui viennent favoriser un des deux modes. Les observations expérimentales montrent que lorsqu'un changement de mode apparaît, c'est toujours d'un mode de longueur d'onde plus faible vers une autre de longueur d'onde plus grande. Un tel fonctionnement, ou des changements de modes tels qu'observés graphe (b) nous font nous interroger sur l'efficacité du saut de phase ou sur la méthode d'inscription. Plusieurs phénomènes peuvent nous faire penser à une non-optimisation de la méthode d'écriture. Tout d'abord nous savons que la répartition du signal laser dans une structure à contre-réaction répartie et à saut de phase est fortement concentrée autour du saut de phase, ce qui entraîne un échauffement local : le saut de phase n'a donc pas forcément la valeur souhaitée. On a d'ailleurs remarqué que les lasers fonctionnaient mieux avec une valeur légèrement inférieure à  $\pi/2$  rad. D'autre part, les effets thermiques dus à l'exposition UV au cours de l'inscription induisent aussi une asymétrie du réseau, et pourraient être en partie à l'origine des changements de mode

observés. Cela serait à étudier plus en détails.

### 3.4.3 Résultats expérimentaux

La fabrication de lasers DFB avec saut de phase fut une réussite après une vingtaine d'essais infructueux. La raison principale de ces échecs était la présence d'émission spontanée amplifiée des parties non-exposées de la fibre, qui venaient consommer du gain alors perdu pour la longueur d'onde laser. Il nous a fallu prendre des longueurs de fibre dopée aussi courtes que possible : compte tenu du fait que nous avons un masque de phase de 5 cm, nous ne pouvons réaliser de réseaux de plus de cette longueur et utilisons donc des longueurs de fibre dopée d'à peine plus de 5 cm après clivage. Ensuite, les pertes d'environ 0,1 dB/m dues à l'hydrogénation de la fibre nous ont amenés à inscrire des réseaux fortement saturés. En effet, nous disposons de peu de gain sur des cavités aussi courtes et de telles pertes sont énormes pour nos lasers : il a fallu compenser ces pertes par une forte réflectivité des miroirs. Enfin, notons l'importance du sens de pompage du laser au cours de l'inscription compte tenu de la forte absorption de la pompe dans la fibre : le champ laser se construit autour du saut de phase, c'est pourquoi le laser est plus efficace s'il est pompé par le côté du miroir le plus court du laser (relativement au saut de phase).

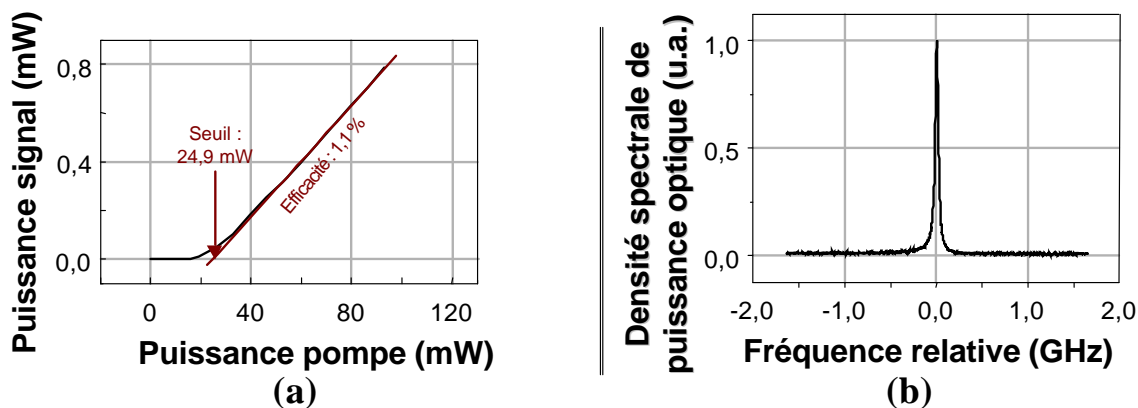


FIG. 3.19 – Caractérisation des lasers DFBs.

(a) : caractéristique en puissance ; (b) : spectre optique acquis au Fabry-Perot d'ISL 10 GHz.

Le laser caractérisé ici a été inscrit avec comme paramètres :

une puissance UV de 60 mW et une vitesse de 0,03 mm/s,

une longueur de 37,5 mm avec un saut de phase à 28 mm et un produit  $\kappa \cdot L$  de 5.

Nous pouvons observer sur la figure 3.19 une caractérisation d'un laser à contre-réaction répartie fabriqué. La caractéristique en puissance présentée graphe (a) montre un seuil de 24,9 mW et une efficacité de 1,1 %, ce qui nous permet de dépasser facilement le mW. Le spectre optique présenté en (b) montre un fonctionnement monomode sur une seule polarisation, et un seul mode de Bragg.

Les meilleures performances ont été atteintes avec de la fibre sensibilisée avec du deutérium et non de l'hydrogène. Des puissances aussi grandes que 7 dBm ont été atteintes,

et des seuils aussi faibles que quelques 0,7 mW ont été obtenus [129].

À comparer aux lasers commerciaux tels ceux de Southampton avec des efficacités supérieures à 10 %, ces sources ne sont donc pas encore optimales. Nous pensons cependant que la qualité majeure d'un laser à fibre réside en son support, la fibre. Les expériences effectuées à l'Université Laval sur une fibre similaire à celle utilisée par Southampton ont montré que cette fibre était nettement plus photosensible et que son absorption à 980 nm était plus conséquente.

En ce qui concerne les largeurs de raie, les mesures effectuées à l'Université Laval avec un autohétérodyneur de résolution minimale 10 kHz montrent des largeurs comprises entre 20 kHz et 60 kHz. Nous avons pu mesurer des largeurs aussi faible que 12 kHz à l'ENSSAT avec un autoheterodyneur de résolution 8 kHz<sup>19</sup>, ce qui est cohérent avec les mesures expérimentales relevées dans la littérature [182] [89] [186]. Notons que nous avons effectué les mesures de largeurs de raie pour différents taux de pompage : nous avons obtenu une allure traditionnelle décroissante dont le plancher est de 12 kHz.

Les fréquences de relaxation des lasers DFBs à fibre codopée erbium-ytterbium ont aussi été étudiées avec l'aide de Julien POËTTE. Les fréquences de relaxation sont les fréquences propres d'un laser, elles sont caractéristiques des temps de vie des niveaux métastables du milieu amplificateur ainsi que des pertes de la cavité comme l'explique très clairement SIEGMAN [187]. La mesure expérimentale des fréquences de relaxation consiste

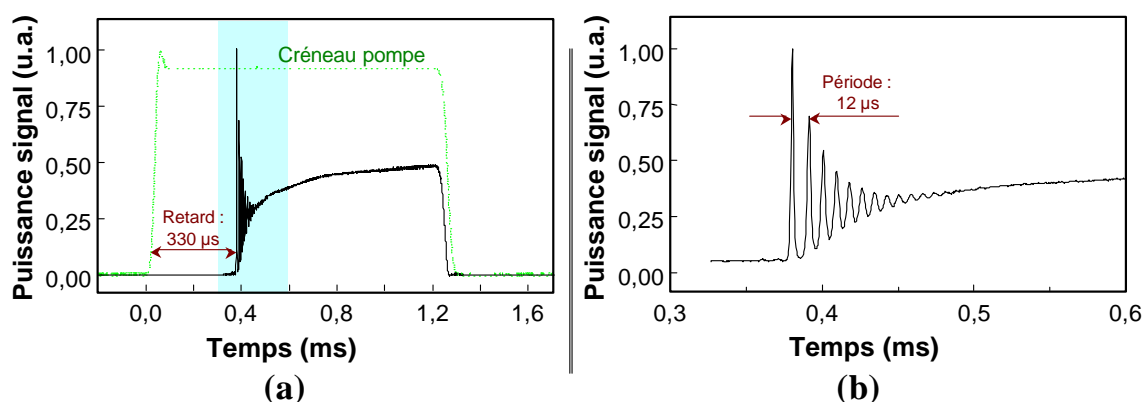


FIG. 3.20 – Réponse temporelle d'un laser DFB erbium-ytterbium à un échelon de puissance pompe.

*La partie pleine en arrière-plan du graphe (a) correspond à la fenêtre temporelle du graphe (b).*

à observer la réponse temporelle du laser à fibre à un créneau de pompe, créneau obtenu en envoyant la pompe dans un montage collimaté en espace libre dans lequel une roue dentée a été installée. La fréquence de modulation de la pompe est de 400 Hz, suffisamment lente pour que nous puissions considérer que le laser retrouve un état d'équilibre entre

<sup>19</sup>La résolution d'un autoheterodyneur est définie par la longueur de fibre de décorrélation utilisée dans le montage [184] [185]. Cette longueur est de 40 km sur le montage de l'Université Laval et de 50 km sur celui de l'ENSSAT.



deux créneaux de pompe. La réponse à un créneau est donnée figure 3.20 : nous pouvons observer en (a) qu'il y a un retard à l'allumage du laser de  $330 \mu s$  ; ensuite, l'établissement du régime laser continu passe par un régime transitoire oscillatoire amorti d'une période de l'ordre de la dizaine de  $\mu s$ . La figure (b) montre le détail de l'allumage laser présenté en (a). Les fréquences de relaxation dépendent du taux de pompage, de même que le retard à l'allumage comme le montre la figure 3.21. SIEGMAN [187] montre que le carré de

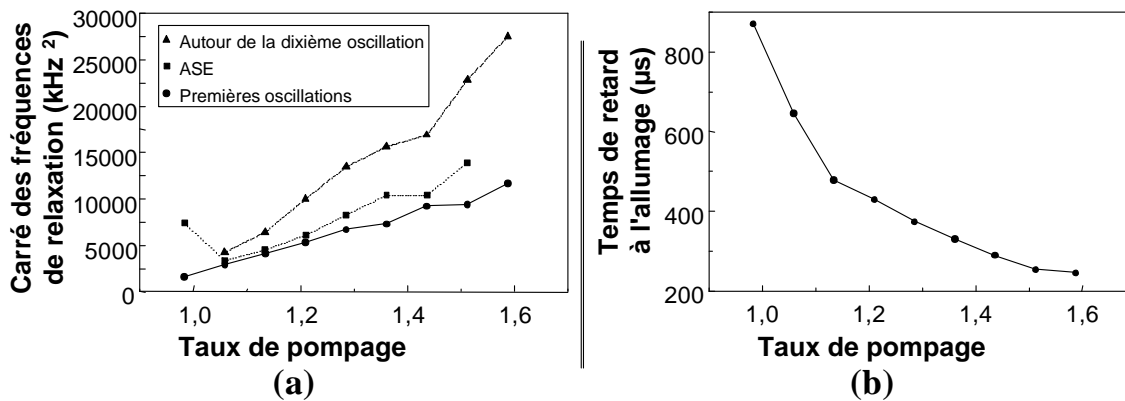


FIG. 3.21 – Dépendance de la fréquence de relaxation et du retard à l'allumage d'un laser DFB erbium-ytterbium avec le taux de pompage.

la fréquence de relaxation est une fonction linéaire du taux de pompage, ce que nous vérifions assez bien expérimentalement comme le présente le graphe (a) de la figure 3.21. Nous pouvons observer sur ce graphe la présence de trois courbes. La courbe du bas correspond aux fréquences de relaxations mesurées au niveau des premières oscillations, alors que celle du haut représente celles mesurées au niveau de la dixième oscillation. Nous remarquons donc que les oscillations de relaxation voient une dérive<sup>20</sup> temporelle positive de leur fréquence. De ce fait, la fréquence mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ASE) est un pic élargi de fréquence comprise entre les fréquences des premières et des dernières oscillations. Le graphe (b) présente quant à lui la diminution de l'évolution du retard avec le taux de pompage. Précisons enfin que l'amortissement est de plus en plus faible avec le taux de pompage.

### 3.4.4 Études par réflectométrie complexe à faible cohérence

Face à quelques curiosités observées pour certains échantillons lasers, nous avons engagé une collaboration avec l'ENST<sup>21</sup> afin de caractériser longitudinalement la phase dans

<sup>20</sup>Nous avons pu observer une dérive similaire dans la caractérisation des fréquences de relaxation d'un laser à fibre dopée néodyme. Cette dérive n'est à notre connaissance pas détaillée dans la littérature, car les études publiées reposent sur une théorie de faibles perturbations du signal autour de la valeur stationnaire. Nous travaillons actuellement à modéliser ces effets de dérive en nous intéressant à de fortes perturbations.

<sup>21</sup>ENST : École Nationale Supérieure des Télécommunications, 46 rue Barrault, 75634 Paris.

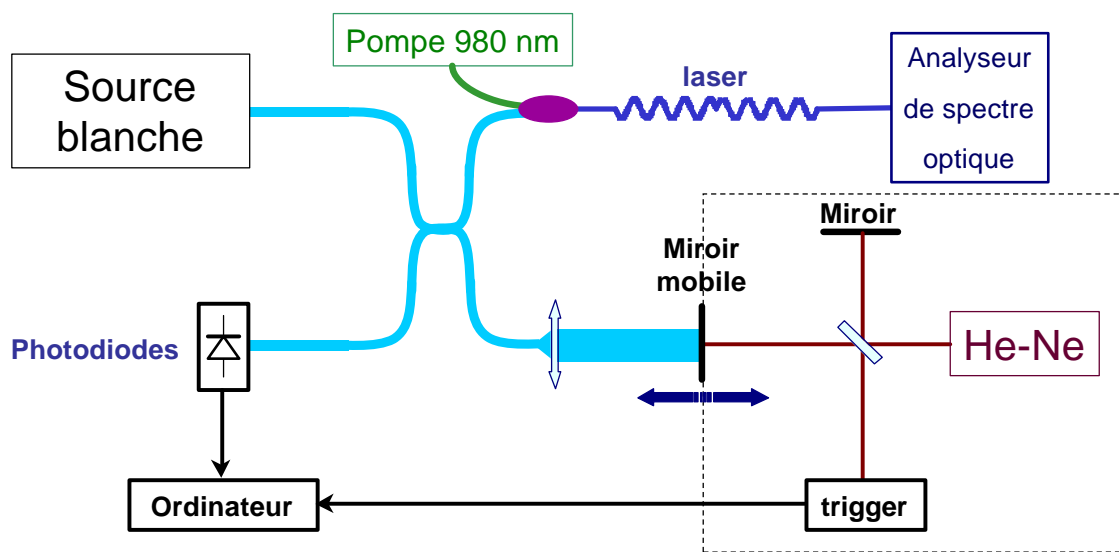


FIG. 3.22 – Montage expérimental du réflectomètre complexe à faible cohérence.

les lasers à contre-réaction répartie. Ces études ont été menées avec Carlos PALAVICINI étudiant alors la réflectométrie complexe à faible cohérence dans le cadre de son doctorat [188]. Ces études n'ont pas abouti dans le cadre de ce manuscrit, mais nous allons cependant présenter l'expérience afin que ce travail puisse servir de point de départ à la poursuite des expériences entamées.

Le réflectomètre optique à faible cohérence [189]-[191] est un outil de choix dans la caractérisation longitudinale et spectrale de composants [192], notamment pour les réseaux de Bragg [193] [194], et dont les récentes avancées [195] permettent d'atteindre des résolutions spatiales aussi faibles que 5 nm. Le montage expérimental utilisé lors des mesures est présenté sur la figure 3.22. Nous pouvons remarquer un interféromètre de Michelson, avec un miroir mobile sur l'un des deux bras, et le laser DFB pompé sur l'autre bras. Le laser fait donc office de miroir. L'interféromètre est éclairé par une source blanche, à savoir l'émission spontanée d'un amplificateur erbium. Du fait de la faible cohérence de cette source, les interférences entre les champs réfléchis sur les deux bras de l'interféromètre ne se produisent que pour des différences de marche très faibles, inférieures à la longueur de cohérence de la source. Ainsi, nous pouvons venir étudier localement la structure longitudinale du laser à fibre en déplaçant le miroir mobile, sachant que les interférences obtenues correspondent aux champs réfléchis ayant parcouru les mêmes chemins optiques. La largeur spectrale de la source offre une résolution longitudinale expérimentale de 18  $\mu\text{m}$ . On remarquera sur la figure 3.22 la présence d'un deuxième interféromètre de Michelson éclairé par un laser He-Ne dont l'utilité est de mesurer finement le déplacement du miroir mobile du premier interféromètre, en comptant le défilement des franges d'interférences. Le lecteur pourra se référer à la thèse de PALAVICINI [188] pour plus de détails sur le mon-

tage expérimental, notamment sur l'extraction de la phase des interférences par utilisation de détecteurs balancés. Précisons enfin que la précision sur la phase est de 2 %.

Nous avons utilisé cet outil notamment pour étudier un laser particulier dont le fonctionnement était favorisé par application d'une contrainte au niveau du saut de phase. Cette contrainte, de nature thermique ou mécanique doit a priori modifier la valeur du saut de phase. L'importance de la précision angulaire du saut de phase dans le fonctionnement d'un laser à fibre DFB a été montrée expérimentalement par ASSEH [181] et théoriquement par [196]. Cependant, il n'existe pas d'étude expérimentale qui montre l'influence du saut de phase avec une mesure directe du saut de phase, d'où la motivation pour ces études.

Considérons donc un laser dont le fonctionnement est favorisé par application d'une contrainte au niveau du saut de phase. L'expérience consiste à pomper ce laser à fibre à un point de fonctionnement tel qu'il ne lase qu'avec une contrainte, en l'occurrence le laser est pompé avec une puissance de 50 mW. Nous pouvons vérifier s'il y a effet laser avec l'analyseur de spectre optique présenté figure 3.22. Avec ou sans contrainte, nous effectuons une série de mesures du saut de phase. Le graphe 3.23 montre que dans le cas du fonctionnement laser, la valeur du saut reste toujours autour de  $\pi/2$  rad ; alors que dans le cas où le laser ne fonctionne pas, la valeur du saut semble erratique. Nous pouvons donc corréler le fonctionnement laser avec la mesure du saut de phase. L'origine physique des phénomènes observés reste cependant encore inexpliquée, car nous n'avons pu mener plus en profondeur nos investigations en raisons de quelques difficultés expérimentales. Cependant, nous pensons que l'échauffement local de la fibre autour du saut de phase, échauffement dû à la concentration de la puissance laser autour du saut de phase, pourrait être la cause de ces instabilités.

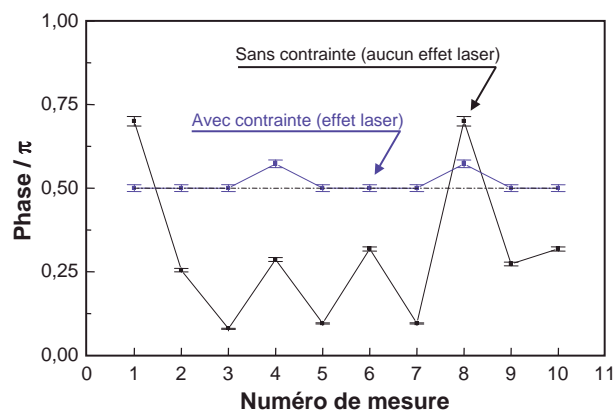


FIG. 3.23 – Mesures itératives du saut de phase d'un laser à fibre DFB par réflectométrie optique à faible cohérence.

Les difficultés expérimentales rencontrées lors de ces expériences relèvent de plusieurs points. Tout d'abord il faut noter que nous n'étudions pas une structure passive mais une structure active, et le milieu erbium interagit avec la source de l'interféromètre. Sans pompage, le milieu absorbe la source, d'où la nécessité de pomper. Cependant, nous ne pouvons pomper que près du seuil si nous ne voulons pas saturer les détecteurs avec le signal laser. Un point plus critique encore est à notre avis la force des réseaux. Puisque les réseaux sont très réfléchissants, il est difficile pour la source de l'interféromètre de pénétrer au cœur du réseau. Les interférences détectées sont donc faibles et la détection du saut de phase notamment n'est pas des plus aisées. Enfin, il faut remarquer que le saut de phase introduit à la fabrication du réseau n'est pas ponctuel, mais réparti sur environ 1 mm du fait de l'extension spatiale du faisceau UV avec lequel nous inscrivons le réseau. Afin de mesurer le déphasage induit par le saut de phase entre les deux parties du réseau, il est nécessaire de mesurer la phase sur plus d'un millimètre le long du réseau. Deux difficultés se présentent alors. La première est que la mesure spatiale de la phase s'effectue par balayage du miroir mobile de l'interféromètre : la phase du réseau peut être perturbée lors de la mesure par des instabilités mécaniques, thermiques ou en polarisation. Le deuxième point est lié à l'erreur de mesure car la phase cumulée à la simple propagation de la lumière dans la fibre sur une distance de 1 mm atteint le millier de radians : la détection d'un saut de phase de  $\pi/2$  rad à comparer à 1000 rad est donc délicate.

Malgré les difficultés présentées, nous pensons qu'il est nécessaire de continuer cette étude. Plusieurs problèmes peuvent être levés, que ce soit au niveau de la stabilité des mesures, des méthodes numériques utilisées pour mesurer le saut de phase, etc. Nous avons aussi pu suspecter des défauts du masque de phase utilisé pour la fabrication des réseaux en les analysant par cette méthode interférométrique. Enfin, nous engageons des mesures avec différentes méthodes d'écriture du saut de phase afin de déterminer la méthode de plus grande qualité : l'interféromètre optique à faible cohérence est donc un outil potentiel pour l'étude de la qualité des lasers à fibre fabriqués.

### 3.5 Polarisation des lasers DFBS et DBRs

L'obtention d'un seul mode de polarisation dans le cadre de la fabrication des lasers à fibre DFB ou DBR n'est pas des plus aisée, contrairement aux lasers à semi-conducteurs. Nous observons dans la littérature qu'il est possible de créer d'assez fortes anisotropies en photo-inscrivant les réseaux de Bragg avec un faisceau UV polarisé de manière orthogonale à la fibre optique [163]. Cette biréfringence se traduit par deux modes lasers de polarisations orthogonales et à des fréquences différentes. La présence de ces deux modes de polarisation est connue depuis la fabrication des premiers lasers de ce type [182], mais il semble à la lecture des articles [197] [183] que le seul fait de polariser le faisceau UV de manière orthogonale par rapport à la fibre lors de la photo-inscription permette d'annihiler un des deux modes de polarisation. Ces observations ont par la suite été confirmées et

expliquées par des études théoriques.

Dans le cadre des lasers DFBs, PHILIPSEN [198] montre qu'il existe plusieurs facteurs qui permettent une sélection en polarisation : la dépendance en polarisation du maxima de réflectivité, du gain de l'erbium, de la valeur du saut de phase ou des pertes résiduelles. Le facteur déterminant dans la sélection du mode de polarisation est la dépendance en polarisation de la valeur du saut de phase. D'autre part, RØNNEKLEIV [199] [200] montre que si les réseaux sont trop forts, i.e. si le produit du coefficient de couplage  $\kappa$  par la longueur du réseau  $L$  est trop grand, le laser a tendance à fonctionner sur deux modes de polarisation. C'est ainsi que STORØY [197] a pu obtenir un laser DFB à fibre monomode fonctionnant sur une seule polarisation, en polarisant simplement le faisceau UV utilisé pour l'écriture de manière orthogonale à la fibre.

Dans le cadre des lasers DBRs, qui ne contiennent pas de saut de phase, la sélection en polarisation est plus délicate : c'est alors certainement la différence du maxima de réflectivité qui aura la plus grande importance dans la sélection de la polarisation.

La mesure du rapport de suppression de mode est limitée par nos outils expérimentaux à 28 dB. Ainsi, nous avons pu vérifier pour les DFB comme les DBR que le SMSR est supérieur à 28 dB. Nous ne pouvons cependant distinguer quelque différence entre les deux structures, du fait de notre limitation expérimentale. Rappelons enfin l'importance d'un bon conditionnement de lasers pour un fonctionnement stable sur une seule polarisation.

D'autres se sont intéressés à accroître cette sélection en polarisation. Nous remarquons notamment les études de HSU [201] qui utilise un principe de cavité couplée afin de ne sélectionner qu'un seul mode de polarisation. HSU inscrit un réseau à la sortie du laser afin de construire une cavité Fabry-Perot couplée à celle du laser, de telle sorte que par effet vernier un seul des deux modes de polarisation résonne dans la cavité. Une telle structure est cependant assez délicate à fabriquer. Une méthode simple et élégante est celle adoptée par HARUTJUNIAN [202] qui tourne la fibre autour de son axe afin d'induire une anisotropie circulaire suffisante pour venir sélectionner un des deux modes de polarisation. C'est la méthode utilisée par l'entreprise Danoise Koheras<sup>22</sup> qui fabrique et vend des lasers à fibre DFB. Enfin, une dernière méthode pourrait être envisagée par photo-inscription de réseaux biaisés<sup>23</sup>, dont la biréfringence est accrue tel que démontré par MIHAILOV [203], mais cette méthode resterait moins élégante que celle utilisant une torsion de la fibre. De plus, les réseaux biaisés voient leur spectre en réflexion dissymétriques ce qui pourrait altérer les propriétés des lasers, telle l'accordabilité sans saut de mode.

D'autre part, nous nous sommes évidemment intéressés à l'influence de la polarisation de la pompe sur la polarisation d'un laser DFB. Le montage expérimental consiste à placer des boucles de Lefèvre à 980 nm entre la diode pompe et le laser à fibre, et à observer le spectre optique du laser à fibre à l'aide d'un analyseur Fabry-Perot d'analyse

<sup>22</sup>Koheras, Blokken 84, DK-3460, Birkerød, DANEMARK.

<sup>23</sup>Un réseau biaisé est un réseau pour lequel la modulation d'indice n'est pas parfaitement orthogonale à la fibre optique [79] [203].

d'ISL 300 MHz. Nous avons pu remarquer que seuls des régimes transitoires permettaient d'exciter de manière éphémère le deuxième mode de polarisation. En changeant la polarisation de la pompe, nous apercevons le mode sous-jacent de polarisation apparaître puis s'éteindre rapidement, même pour une polarisation de la pompe favorable à son fonctionnement. Cela confirme en partie les résultats théoriques de PHILIPSEN quant à l'importance des différents facteurs pouvant déterminer la polarisation de sortie : la dépendance du gain en polarisation est un facteur de moindre importance que la dépendance en polarisation de la valeur du saut de phase. Notons enfin qu'il serait intéressant de s'attarder un peu plus sur ces changements transitoires de polarisation dans le laser à fibre, mais nous n'avons les outils nécessaires à une bonne caractérisation des phénomènes.

Enfin, il est bon de noter une observation communiquée par DONG [137] qui précise que l'utilisation d'une fibre avec anneau photosensible semble accroître la sélection en polarisation, à comparer à une fibre dont c'est le cœur qui est photosensible.

### 3.6 Laser à fibre multifréquence

Nous avons vu comment il était possible de réaliser des lasers monomodes et à une seule polarisation dans les fibres codopées erbium-ytterbium. Cependant, des applications dans le domaine des télécommunications, telles le multiplexage en fréquence ou les communications optiques à accès multiple par répartition de code, nécessitent autant de sources que de canaux, d'où l'intérêt de développer des lasers à fibre multifréquences. Les premières études sur le sujet consistent en des lasers en anneaux de conception plus simple mais aux conditions d'utilisation peu satisfaisante [204]. Une idée simple proposée par HUBNER [205] consiste à fabriquer autant de lasers DFBs que de canaux, à souder ces lasers les uns à la suite des autres, et à pomper ces lasers en série. Une idée encore plus simple consiste à venir pomper 8 à 16 lasers en parallèle, afin d'éviter que les différents lasers ne se perturbent entre eux : c'est la stratégie adoptée par IBSEN [206].

Une autre alternative, nettement plus élégante a été proposée par l'Université Laval. Cette alternative repose sur les travaux effectués par DOUCET [207] sur les cavités Fabry-Perot passives effectuées par photo-inscription de réseaux de Bragg à pas variable superposés décalés d'une distance de 2 mm. Les réseaux à pas variable constituent des miroirs sélectifs en longueur d'onde dont la longueur d'onde centrale dépend de la période donc de la position le long du réseau. Comme le montre la figure 3.24 (b), il existe ainsi un ensemble de cavités réparties le long du réseau, à des longueurs d'ondes différentes. Des filtres large bande avec un ISL de 100 GHz pour une finesse de 16 ont été ainsi réalisés, les dernières avancées [208] montrent même des finesse pouvant atteindre 50 à 200. Notons que la largeur de bande ne dépend que de la longueur des réseaux ou du glissement en fréquence du masque de phase : il est donc facile de réaliser un composant large bande.

Naturellement, l'idée de faire de ce filtre un laser multifréquence consiste à inscrire de telles structures dans une fibre photosensible codopée erbium-ytterbium pompée à

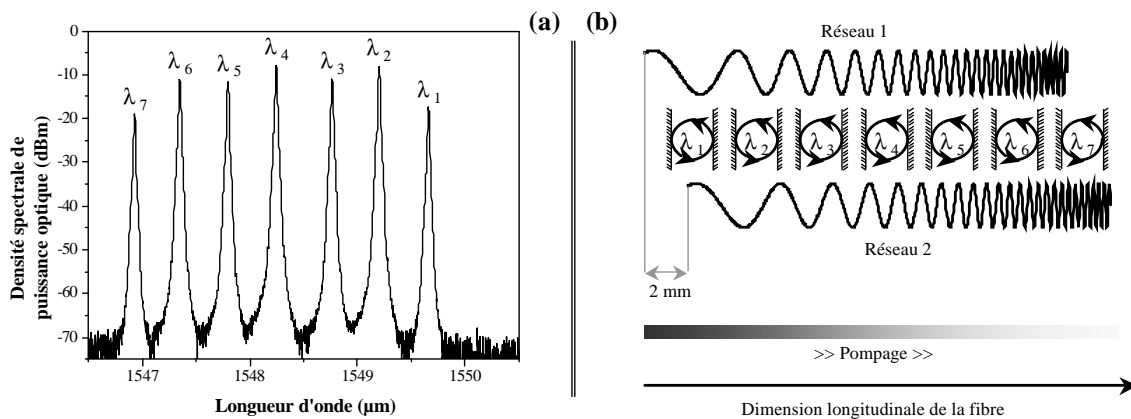


FIG. 3.24 – Présentation du laser multifréquence.

(a) : spectre optique acquis à l'analyseur de spectre optique de résolution 0,06 nm. .

(b) : principe de fonctionnement du laser multifréquence.

Les réseaux à pas variable sont décalés de 2 mm, leur longueur est de 55 mm, ils sont inscrits par utilisation d'un masque de phase à pas variable de 0,745 nm/cm.

980 nm. Compte tenu du fait que nous superposons deux réseaux de Bragg sur une même fibre, il est nécessaire d'avoir une fibre particulièrement photosensible, mais aussi avec un fort gain disponible car les réseaux à pas variable sont nécessairement moins réfléchissants que les réseaux à pas constant. Ainsi, les expériences ont été effectuées avec de la fibre de Southampton [137]. Comme ces cavités sont réparties dans l'espace, le laser peut avoir un comportement multifréquence à température ambiante même dans le milieu de gain homogène qu'est l'erbium. La figure 3.24 (a) montre le spectre d'un laser multifréquence réalisé. Il comporte 7 lignes lasers séparées de 50 GHz avec une platitude en puissance de 11,3 dB. L'espacement en fréquence est dans une première approximation imposé par la longueur de la cavité, soit les 2 mm. Plusieurs difficultés apparaissent quant à la qualité de la platitude en puissance, notamment le fait que les cavités laser peuvent se recouvrir partiellement dans ce milieu de gain homogène, mais encore le fait que le pompage optique ne soit pas uniforme le long de la structure.

Pour une utilisation de ces sources dans un domaine tel que les télécommunications, une caractérisation en bruit est fondamentale. Afin de comparer cette source multifréquence aux alternatives de HUBNER [205] ou IBSEN [206], il est aussi nécessaire de comparer les mesures de bruit de ce laser à des lasers à fibre monomodes. C'est par cette caractérisation que l'ENSSAT a contribué à l'étude de ces lasers. Le premier laser qui sera caractérisé en bruit est un laser à fibre à contre-réaction répartie fabriqué à l'Université Laval, tels ceux présentés paragraphe §3.4 : le réseau de Bragg de longueur 28 mm comporte un saut de phase de  $\pi/2$  rad situé à 21 mm. Le seuil est de 81 mW, l'efficacité de 1,6 % et la puissance de 0,3 mW à 1542,97 nm pour 100 mW de pompe. Le second laser est un laser à fibre à contre-réaction répartie [137] commercial de Southampton Photonics. La structure générale du laser est la même que le premier, mais la fibre [137] provient

de Southampton Photonics. Le seuil est de 30 mW, l'efficacité de 12 % et la puissance de 8,5 mW à 1564,75 nm pour 100 mW de pompe.

Il existe différents types de bruit dans un laser tels que les bruits d'amplitude ou de phase. Nous nous intéressons ici uniquement au bruit en intensité du laser, communément appelé par son acronyme anglais RIN. La mesure de ce dernier n'est pas immédiate car différentes contributions viennent s'ajouter au bruit propre du laser, principalement les bruits thermique et de grenaille. Le principe de mesure utilisé dans notre laboratoire s'apparente aux mesures effectuées par COX [209] en 1998. Actuellement, notre mesure de bruit relatif en intensité est matériellement limitée en fréquences sur la plage de 100 kHz à 2 GHz, à comparer à la plage de COX allant de 100 kHz à 20 GHz. Les mesures de 0 à 100 kHz ne sont possibles du fait du bruit basses fréquences dit en  $1/f$ . Notre technique expérimentale permet de mesurer des niveaux de bruit beaucoup plus faibles, car notre sensibilité est de -185 dBm/Hz à comparer aux -171 dBm/Hz de COX.

Les premières mesures de bruit relatif d'intensité des lasers présentées sur la figure 3.25 (a) correspondent à des lasers monofréquences pour une même puissance de sortie. La courbe compare le bruit relatif d'intensité des deux lasers à contre-réaction répartie inscrits sur des fibres différentes. Considérons le laser de l'Université Laval. Nous remarquons un maximum du bruit à 500 kHz de -101 dB/Hz caractéristique des fréquences de relaxation du laser à fibre, puis le bruit chute jusqu'à des niveaux de bruit inférieurs au plancher de mesure de -165 dB/Hz (pour 0,256 mW optique en entrée et un courant de 0,187 mA à la photodiode). Notons que la remontée du bruit au delà de 1 GHz est un artefact dont nous nous sommes récemment affranchi. Nous remarquons le même type d'allure pour le laser de Southampton, mais les fréquences de relaxation sont situées à 850 kHz et correspondent à un maximum de bruit de -132 dB/Hz. Nous remarquons enfin que le bruit relatif d'intensité du laser commercial est globalement plus faible que notre laser autour des fréquences de relaxation, mais plus fort pour des fréquences de l'ordre du gigahertz. Les fréquences de relaxation des deux lasers sont différentes car la relaxation dépend à la fois de la fibre et de la structure de la cavité : elles dépendent des temps de vie des niveaux énergétiques de l'erbium, donc des constituants de la fibre, mais aussi du temps de vie des photons dans la cavité et du taux de pompage comme le montre la figure 3.25 (b), pour laquelle deux mesures ont été relevées pour le laser provenant de Southampton.

La figure 3.26 compare les bruits des lasers monofréquence et multifréquence fabriqués sur une fibre similaire. Le graphe (a) correspond à la comparaison des bruits d'intensité du laser monomode et d'une seule ligne laser du laser multifréquence, ligne filtrée par un filtre optique de largeur 0,2 nm dont le spectre optique est présenté dans l'encart du graphe (a). Les lasers ont été pompés par la même source et de telle sorte que la puissance de sortie du laser monomode soit la même que celle de la raie filtrée du laser multifréquence, soit une puissance de -1,8 dBm. Nous remarquons qu'en isolant avec un facteur d'au moins 30 dB une des lignes lasers du multifréquence, nous obtenons un bruit d'intensité plus grand que le laser monofréquence, avec un facteur de 30,4 dB autour des



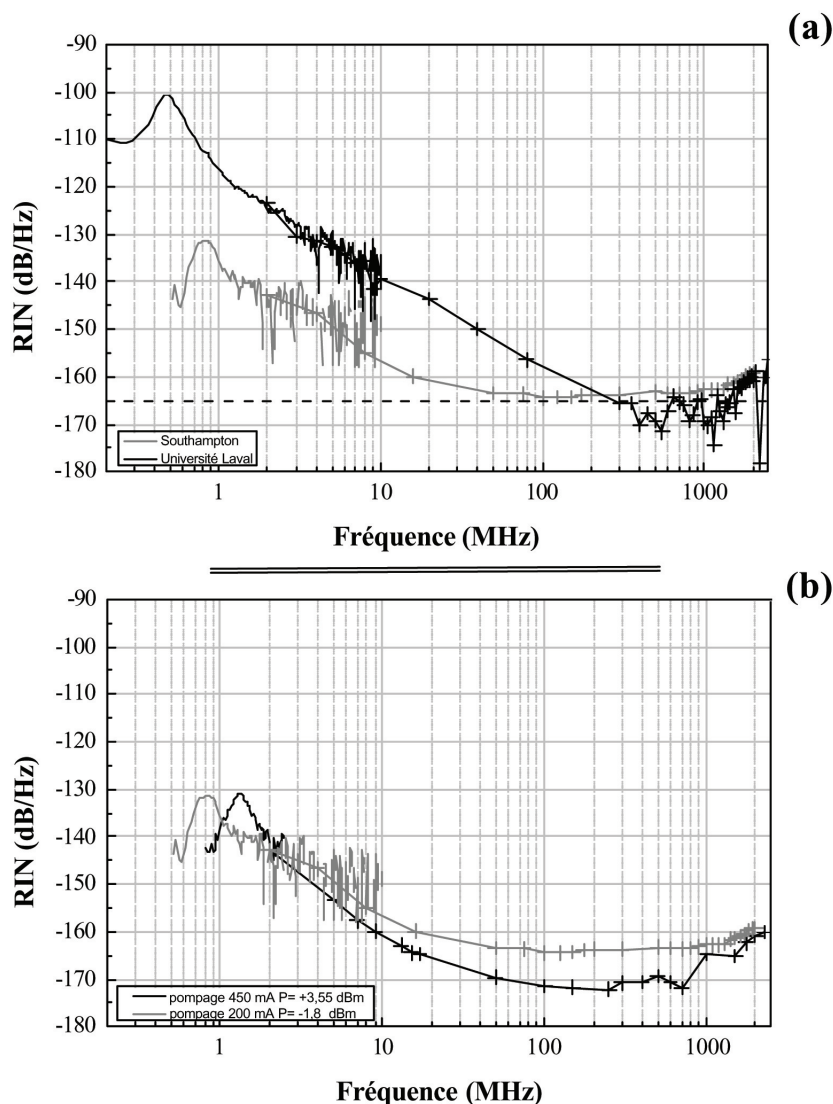


FIG. 3.25 – Mesures des bruits d'intensité des lasers monofréquences.

Les lignes continues bruitées de gauche sont déduites des mesures à l'analyseur de spectre électrique, les lignes continues marquées de croix sont les mesures utilisant la technique de mesure évoquée.

La ligne en pointillés est le plancher de mesure de -165 dB/Hz.

fréquences de relaxation et un facteur d'au moins 4 dB pour les planchers de bruit. Le graphe (b) correspond au bruit en intensité du laser multifréquence seulement et compare l'ensemble des lignes lasers, à la ligne laser filtrée précédente. Nous présentons le spectre optique du laser multifréquence tel qu'il a été analysé dans l'encart du graphe (b). Nous remarquons tout d'abord que le bruit avec toutes les fréquences est moins important que celui d'une seule fréquence : les bruits peuvent se compenser et ne s'ajoutent donc pas forcément, ce qui est une propriété connue des lasers multimode [210]. Le plancher avec toutes les fréquences atteint quasiment les -165 dB/Hz à comparer aux -160 dB/Hz d'une seule ligne laser. Un autre point intéressant est la structure à plusieurs pics du bruit d'en-

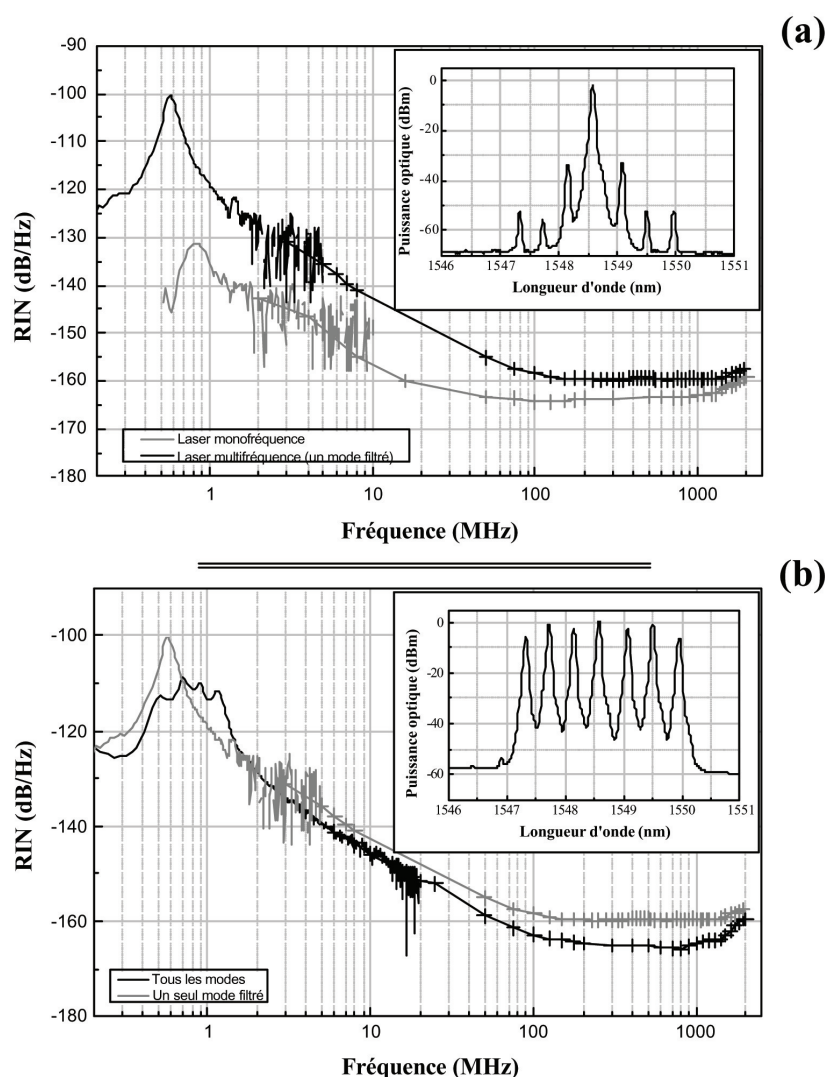


FIG. 3.26 – Mesures comparées des bruits d'intensité des lasers monofréquence et multifréquence.

*Les lignes continues bruitées de gauche sont déduites des mesures à l'analyseur de spectre électrique, les lignes continues marquées de croix sont les mesures utilisant la technique de mesure évoquée.*

semble : chaque ligne laser a sa propre fréquence de relaxation caractéristique, ce qui est connu des lasers solides et a été récemment observé pour des lasers à cavité verticale émettant par la surface<sup>24</sup> par BOÏKO [211]. Ces différences fréquences propres à chaque mode sont caractéristiques du fait que chaque ligne laser a à la fois une structure de cavité et un pompage différents des lignes voisines. Nous n'en dénombrons pas sept ici car certaines d'entre-elles se superposent, mais nous l'avons vérifié avec des mesures effectuées par filtrage de chaque ligne laser.

<sup>24</sup>Les lasers à cavité verticale émettant par la surface sont communément appelés par leur sigle anglais VCSEL, pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*.

Le laser multifréquence peut donc être considéré comme source dans le cadre d'un multiplexage en fréquence ou dans des communications à accès multiple par répartition de code (CDMA) puisque son bruit relatif d'intensité est faible à deux points de vue. Tout d'abord, le bruit relatif d'intensité de ce laser ne dépasse pas -110 dB/Hz. Ensuite, le bruit est inférieur à -160 dB/Hz au delà de 100 MHz<sup>25</sup>. C'est cette gamme de fréquence pour laquelle il est intéressant de réduire le bruit, car c'est dans cette gamme que les signaux sont modulés en amplitude dans des applications de télécommunications optiques. L'intérêt du laser à fibre à comparer aux lasers à semi-conducteurs est justement que ces derniers ont comme inconvénient d'avoir un bruit relatif d'intensité maximum dans le GHz.

Notons que nous travaillons toujours sur ce sujet, et souhaitons notamment y apporter quelques améliorations en comparant un laser à fibre monofréquence DFB effectué par nos soins à l'Université Laval sur exactement la même fibre que celle sur laquelle nous inscrivons le laser multifréquence. Nous devrions ainsi avoir une étude comparative du bruit relatif d'intensité plus objective encore que celle ici présentée.



---

<sup>25</sup>Le bruit est inférieur à -160 dB/Hz à partir de 100 MHz, et ce jusqu'à notre bande passante de mesure. Notons que cette observation tient compte des dernières observations effectuées pour lesquelles l'artefact qu'est la remontée du bruit dans les hautes fréquences a été supprimé.

## **Deuxième partie**

# **Injection optique d'un laser à semi-conducteurs**



**N**OUS allons nous intéresser dans cette partie à l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs par deux types de sources différentes. Puisque nous allons comparer les différences entre l'injection optique pour des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre, nous présentons dans le tableau ci-dessous une comparaison entre ces lasers de différentes natures pour quelques paramètres importants dans l'injection : L'objectif dans cette étude comparative est de faire ressortir les propriétés universelles

	<b>Lasers à semi-conducteurs</b>	<b>Lasers à fibre</b>
<b>Plage spectrale de gain</b>	environ 20 nm	environ 30 nm
<b>Force des réseaux</b>	quelques unités	une dizaine d'unités
<b>Largeur de raie</b>	une centaine de kHz pour la source accordable, 1 à 100 MHz pour les puces	quelques dizaines de kHz
<b>Fréquences de relaxation</b>	quelques GHz	quelques centaines de kHz
<b>Facteur de Henry</b>	environ 3	inconnu pour les lasers à fibres

de l'injection optique. La plage spectrale de gain disponible définit la plage maximale pour laquelle des phénomènes d'injection puissent être observés : pour les lasers à semi-conducteurs ou à fibre, cette largeur spectrale est du même ordre de grandeur. Ce qui va limiter la plage spectrale d'interaction entre le laser maître et le laser esclave est imposée par les réseaux de Bragg des lasers. Puisque le réseau d'un laser à semi-conducteurs est environ 10 fois plus faible que pour un laser à fibre, ce dernier sera plus difficile à injecter. D'autre part, les lasers à fibre ont des largeurs spectrales plus faibles que les lasers à semi-conducteurs : nous verrons que l'injection est d'autant plus efficace que le laser maître est fin spectralement, dans le cadre uniquement de l'injection faibles signaux. Nous pourrions montrer qu'une telle propriété doit pouvoir nous offrir une mesure de largeurs de raie de lasers très cohérents. En ce qui concerne les fréquences de relaxation, les faibles fréquences des lasers à fibre vont nous permettre d'étudier l'injection optique dans le domaine temporel, ce qui n'est pas possible pour les lasers à semi-conducteurs dont les fréquences de relaxation sont supérieures aux bandes passantes des outils d'analyse à notre disposition. Nous verrons que c'est un domaine d'étude original qui s'ouvre à nous. Enfin, un point intéressant concerne le facteur de Henry. Ce dernier peut être mesuré pour les lasers à semi-conducteurs par plusieurs méthodes, notamment par injection optique. C'est un facteur encore indéterminé pour les lasers à fibre, qui pourrait donc être mesuré par des méthodes d'injection. Nous verrons que nous pouvons émettre l'hypothèse que ce dernier soit de signe opposé à celui des lasers à semi-conducteurs.

Dans un premier chapitre, nous allons présenter les observations expérimentales d'une injection optique entre deux lasers à semi-conducteurs. Dans un deuxième chapitre, nous présenterons l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre. En ce qui concerne l'étude comparative de l'injection par les deux lasers de natures différentes, nous mettrons

en avant dans cette partie l'importance de la largeur spectrale de la source maître.

## Chapitre 4

# Injection optique entre lasers à semi-conducteurs

Nous allons présenter dans ce chapitre différentes études sur l'injection entre lasers à semi-conducteurs, à la fois dans les domaines temporel et spectral. Dans la majeure partie de ce chapitre, nous nous intéressons à une injection quasi-statique. Les travaux relatifs à l'injection de moyennes puissances, allant de -30 dBm à 0 dBm, sont dans la lignée de ceux effectués ces dernières années par de nombreuses équipes. Les études les plus originales sont sans conteste celles de l'injection de très faibles puissances, à savoir inférieures à -30 dBm et allant jusqu'à -120 dBm. Nous allons présenter les notions fondamentales relatives à l'injection optique avant d'étudier l'injection de puissances moyennes à fortes, avec en particulier la cartographie des régimes d'injection et l'évolution temporelle du signal injecté. Nous nous intéresserons ensuite au cas des très faibles puissances injectées. Enfin, nous détaillerons deux points particuliers de l'injection, à savoir les effets d'attraction ou de répulsion en fréquence, et la synchronisation de chaos.

### 4.1 Introduction à l'injection optique

#### 4.1.1 Généralités

Pour commencer, nous allons décrire le principe d'une injection optique et ses paramètres de contrôle. Comme le montre la figure 4.1, un premier laser dit *maître* est injecté dans un second laser dit *esclave*. Un isolateur optique est introduit entre ces deux lasers afin de s'assurer que l'esclave ne puisse pas influencer le maître. La présence de l'isolateur est fondamentale, car la même expérience sans isolateur optique est une expérience de lasers couplés (et non injectés) dont les résultats expérimentaux sont différents. Nous attirons l'attention du lecteur quant au vocabulaire que nous allons définir tant au niveau des paramètres de contrôle que des régimes d'injection, car ce vocabulaire sera utilisé tout au long des chapitres subséquents.



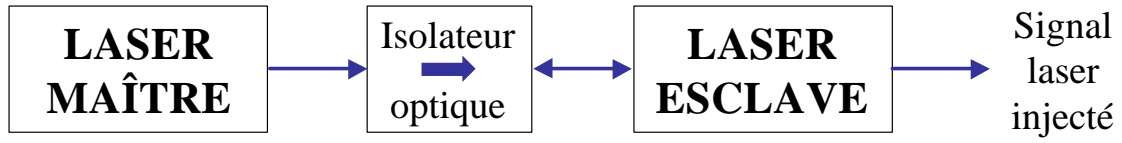


FIG. 4.1 – Principe d’une injection optique.

Les paramètres de contrôle d’une expérience d’injection optique sont les suivants :

- **le désaccord  $\Delta\nu$**  : différence entre la fréquence laser maître ( $\nu_M$ ) et la fréquence laser esclave libre ( $\nu_0$ ) :  $\Delta\nu = \nu_M - \nu_0$ ,
- **la puissance maître injectée  $P_i$** <sup>1</sup>,
- **le courant de polarisation du laser esclave** : on utilisera le paramètre  $I/I_{th}$  où  $I$  est le courant de polarisation et  $I_{th}$  le courant de seuil (*threshold* en anglais) du laser.

De manière générale, on retiendra que pour un désaccord suffisamment faible et une puissance injectée suffisamment forte, le laser maître transmet ses caractéristiques spectrales (fréquence et largeur de raie) au laser esclave : c’est l’accrochage total. Ceci est utilisé par exemple pour affiner la raie d’un laser puissant mais large spectralement, en lui injectant un laser moins puissant mais fin spectralement.

Dans les différentes expériences d’injection présentées par la suite, notre laser maître sera une source accordable fine spectralement avec une largeur de raie de 125 kHz, à comparer au laser esclave, diode DFB à semi-conducteurs de largeur de raie comprise entre 1 MHz et 100 MHz (dépend du courant de polarisation). Ces deux sources sont des sources à 1550 nm couramment utilisées dans le domaine des télécommunications, que nous avons présentées plus en détails au chapitre 2.

#### 4.1.2 Précision expérimentale

La qualité des travaux effectués au laboratoire sur l’injection optique repose sur la stabilité du montage, qui nous offre une grande répétabilité pour les expériences réalisées. Cette stabilité découle de plusieurs précautions expérimentales. Tout d’abord, tous les éléments optiques du laser maître au laser esclave sont à maintien de polarisation. En ce qui concerne les optiques de reprise des lasers, les détails ont été donnés au chapitre 2. En ce qui concerne les fibres à maintien de polarisation, ce sont des fibres fortement anisotropes, dont deux types sont couramment utilisées, à savoir la fibre de type *Panda* et la fibre de type *Bowtie*. Comme le montre la figure 4.2, des zones de contraintes sont créées de manière

<sup>1</sup>D’autres préfèrent considérer le rapport de la puissance maître injectée sur la puissance esclave libre, mais ce paramètre n’est pas judicieux car les phénomènes observés ne sont pas identiques pour un même rapport et une puissance esclave différente, comme nous le montrerons par des cartographies de l’injection pour un laser esclave polarisé près ou loin du seuil.

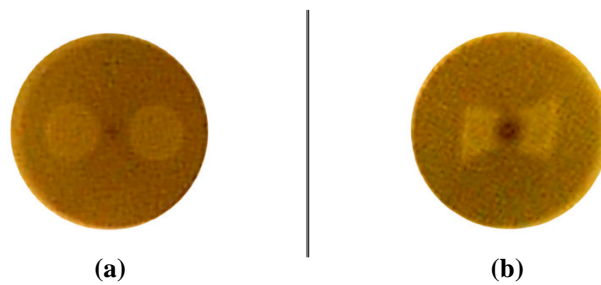


FIG. 4.2 – Photographies d'extrémités de fibres à maintien de polarisation.  
(a) : fibre Panda, (b) : fibre Bowtie.

non symétrique dans la gaine de guidage de la fibre afin de rendre le guide anisotrope. Le lecteur l'aura certainement remarqué, ces fibres tirent leur nom des images qu'elles suggèrent. Ensuite, toutes les fibres utilisées sont connectorisées en FC-APC : le connecteur est poli avec un angle de  $8^\circ$  afin de garantir un taux de réflexion typique à son extrémité de -65 dB. Enfin, les lasers sont situés dans une boîte phonique permettant d'isoler de manière acoustique le montage des parasites extérieurs, et l'expérience est montée sur un marbre, en granit rose bien entendu !

### 4.1.3 Différents régimes d'injection

Nous n'avons pas toujours accrochage total lors des expériences d'injection : différents régimes d'injection peuvent apparaître. Nous allons rapidement décrire les différents régimes rencontrés au cours des expériences et donneront les spectres optiques et micro-ondes du laser esclave injecté.

- **Accrochage total** : le spectre de l'esclave injecté observé sur la figure (b) ci-contre n'est constitué que d'un pic. Ce spectre est à comparer aux spectres superposés (a) du laser

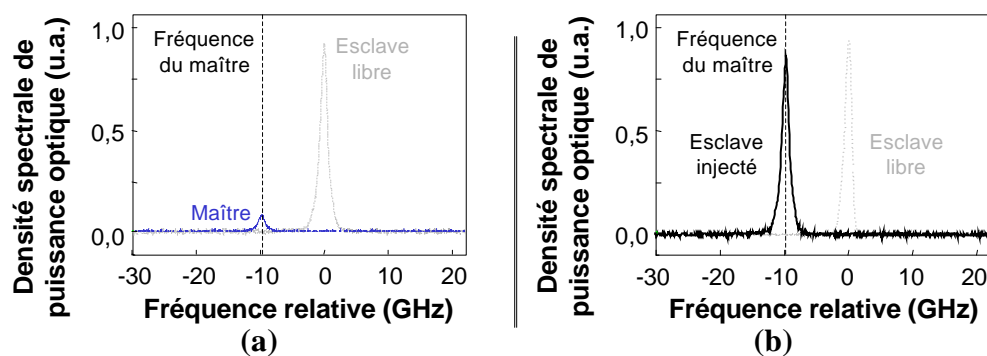


FIG. 4.3 – Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence.

(a) : spectres optiques superposés des lasers maître et esclave,

(b) : spectre optique de l'esclave injecté accroché.

La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,  
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

maître et du laser esclave libre. Nous pouvons observer l'accrochage en fréquence (b) : le laser esclave injecté lase à la fréquence imposée par le maître. Il y a aussi un accrochage en phase : la largeur de raie à mi-hauteur est la même que celle du maître. Ce transfert de pureté spectrale n'est pas visible sur ces spectres car le Fabry-Perot d'analyse utilisé n'est pas assez résolu. Nous l'observerons cependant par la suite avec des outils d'analyse plus fins.

- **Mélange multi-ondes simple** : pour ce régime, le spectre optique présente une structure multi-pics formée d'au moins trois pics : un pic principal central et deux pics latéraux symétriques en fréquence par rapport au pic central. Ces pics seront appelés satellites. La figure 4.4 (a) présente un spectre optique de mélange multi-ondes simple, avec trois pics discernables. L'un des satellites est à la fréquence maître, à une constante près, et l'autre satellite naît de l'interaction non-linéaire entre les fréquences maître et esclave. Il est inté-

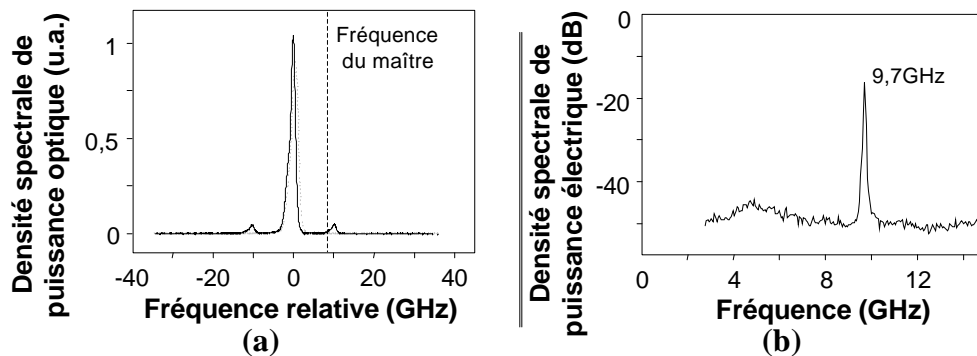


FIG. 4.4 – Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes simple.

(a) : spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,

(b) : spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,  
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

ressant de relever la différence de fréquence entre le satellite qui suit la fréquence maître et la fréquence maître : nous remarquons que la fréquence maître est toujours supérieure à la fréquence du satellite qui le suit, et ce quel que soit le signe du désaccord. Cette observation traduit donc une perte énergétique encore inexpliquée. Dans le cas où il y aurait plus de trois pics, les satellites les plus éloignés de la fréquence centrale seraient les moins puissants, à l'exception d'un des satellites qui correspond à la fréquence maître et qui est généralement plus puissant. Dans le domaine micro-ondes, il se crée des battements entre les différents pics du spectre optique : ces composantes spectrales étant régulièrement espacées, on observe principalement un battement à la fréquence de l'inter-pics sur la figure 4.4 (b), chaque couple de pics successifs allant battre à la même fréquence. Ce spectre électrique relevé à l'analyseur de spectre électrique, après détection par une photodiode rapide de bande passante 15 GHz, est caractéristique d'un mélange multi-ondes simple. Compte tenu du fait que le spectre est symétrique et qu'un des satellites suit la fréquence maître (à une constante près), le pic de battement nous renseigne donc, à la

constante près, sur le désaccord : nous voyons donc ce pic se déplacer lorsque nous changeons la fréquence maître (pour une fréquence esclave inchangée).

- **Mélange multi-ondes double** : pour ce régime, le spectre optique présenté sur la figure 4.5 (a) montre une structure multi-pics formée d'au moins cinq pics dont un des satellites est situé à la fréquence maître. C'est une structure née du mélange multi-ondes

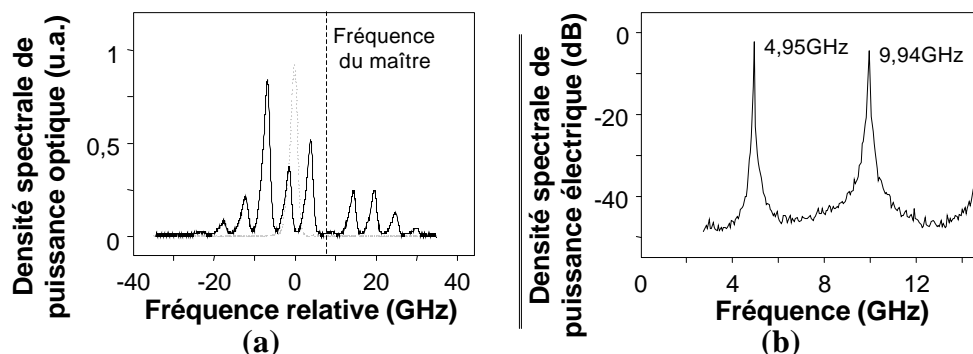


FIG. 4.5 – Spectres caractéristiques du mélange multi-ondes double.

(a) : spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,

(b) : spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés, le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

simple mais avec doublement de période : on voit apparaître des satellites supplémentaires exactement entre les pics du mélange multi-ondes simple lorsque l'on passe d'un régime multi-ondes simple à un régime multi-ondes double. On observe par conséquent un spectre micro-ondes figure 4.5 (b) constitué de pics de battements supplémentaires à l'analyseur de spectre électrique, à des fréquences deux fois plus petites que celles des pics déjà existants.

- **Mélange multi-ondes quadruple** : de même que le mélange multi-ondes double naît du mélange multi-ondes simple, ce mélange naît du mélange multi-ondes double. Le spectre optique se traduit par une apparition de nouveaux pics satellites entre les pics déjà existants, ce qui se traduit au niveau du spectre électrique par des fréquences deux fois plus petites que celles déjà existantes.

- **Relaxation** : ce régime ressemble par son allure au régime de mélange d'ondes simple. Cependant, des observations plus poussées dont nous discuterons dans une partie subséquente nous ont permis de remarquer quelques différences avec le régime multi-ondes simple. En effet, la différence de fréquence entre les pics du spectre optique présenté figure 4.6 (a) ne correspond plus au désaccord, mais est de l'ordre des fréquences de relaxation du laser esclave libre. Il existe généralement toujours un satellite à la fréquence maître, avec toujours une différence constante entre sa fréquence et la fréquence maître, mais au lieu de se rapprocher de la composante esclave lorsque le désaccord diminue, le spectre tout entier se translate. Ainsi, le pic de battement entre les différentes composantes du spectre optique se traduit par un pic dans le domaine électrique dont la fréquence cor-

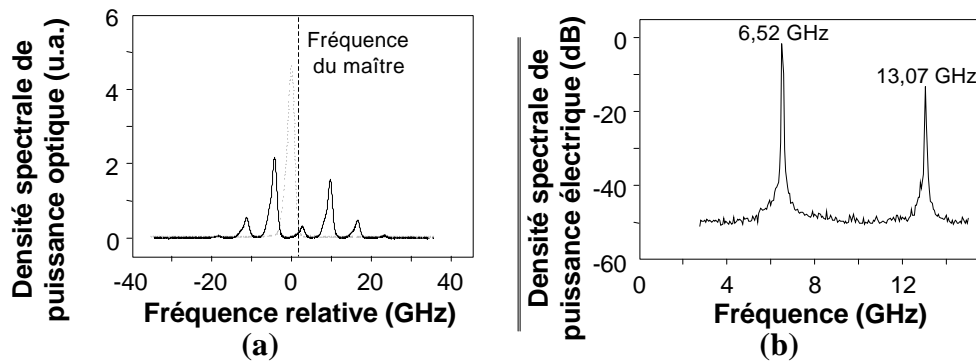


FIG. 4.6 – Spectres caractéristiques de la relaxation.

(a) : spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,

(b) : spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,  
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

respond aux fréquences de relaxation, comme le montre la figure 4.6 (b). Ce pic n'est donc pas caractéristique du désaccord comme dans le mélange d'ondes, mais des fréquences de relaxation. Notons que cette fréquence varie légèrement avec la puissance injectée et le désaccord. Enfin, le spectre optique de relaxation comporte généralement beaucoup plus de satellites que le mélange d'ondes : nous parlons de régime de relaxation non amorti. De ce fait, nous pouvons observer plusieurs pics de battements à l'analyseur de spectre optique, caractéristiques des différentes combinaisons possibles entre les composantes du spectre optique, et se traduisant par des multiples entiers de la fréquence de relaxation dans le spectre électrique.

- **Chaos** : pour ce régime, le spectre optique présenté sur la figure 4.7 (a) montre une structure désordonnée, et le spectre à l'ASE comporte des pics très larges comme observé en 4.7 (b). Les fréquences micro-ondes caractéristiques de ce chaos sont multiples et trop

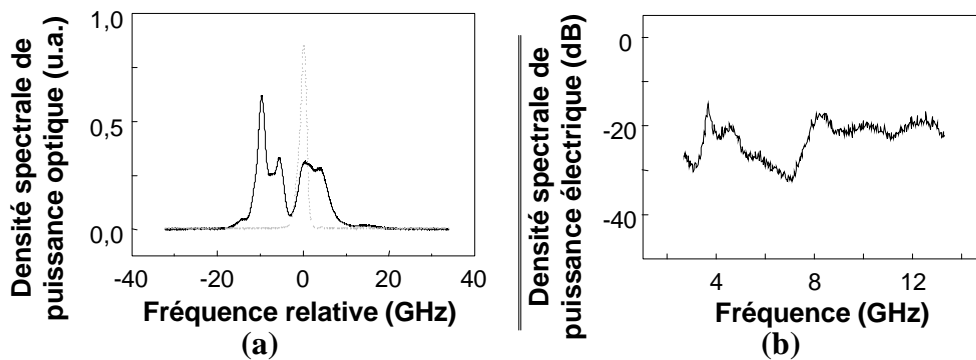


FIG. 4.7 – Spectres caractéristiques du chaos.

(a) : spectres optiques superposés des lasers esclave libre et injecté,

(b) : spectre micro-ondes de l'esclave injecté.

La fréquence du laser maître est repérée par la ligne verticale en pointillés,  
le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

grandes pour que le signal temporel soit observable en temps réel : il est donc difficile d'analyser ce chaos. Pour une étude plus approfondie de ce chaos, à la fois au niveau théorique et expérimental, on pourra se référer aux travaux de KOVANIS [15].

- **Décrochage total** : l'esclave est tel que s'il était libre.

## 4.2 Cartographies quasi-statiques de l'injection

Nous avons présenté les différents régimes d'injection que nous pouvions rencontrer lors de l'injection optique des lasers à semi-conducteurs. Ce sont les paramètres de contrôle de l'injection qui vont définir quel sera le régime d'injection du laser injecté, et il est donc nécessaire de localiser ces régimes dans le plan défini par le désaccord et la puissance injectée, pour un courant de polarisation de l'esclave donné. D'autres tels que SIMPSON [212] en 1997 en ont aussi éprouvé le besoin, et nous verrons au cours de ce paragraphe comment nous avons complété le travail de SIMPSON depuis nos premières cartographies [16] publiées en 1997.

Le montage expérimental utilisé pour la cartographie de l'injection est présenté sur la figure 4.8. Le laser maître est la source accordable commerciale, et le laser esclave une diode à semi-conducteurs installée sur le montage esclave (les sources et le montage ont été présentés au chapitre 2). Le laser maître est amplifié avec un amplificateur<sup>2</sup> à fibre de puissance de saturation 18 dBm à maintien de polarisation. Il nous serait possible de faire varier la puissance injectée  $P_i$  en utilisant la diode de pompage de l'amplificateur à fibre, mais nous ne pourrions alors garantir une conservation du rapport signal sur bruit du signal injecté : nous utilisons donc un atténuateur variable à maintien de polarisation. Le signal maître est ensuite injecté dans le laser esclave via un coupleur d'entrée/sortie à maintien de polarisation. Nous pouvons remarquer sur la figure 4.8 que le signal maître est analysé en fréquence et en puissance afin de déterminer les deux paramètres de contrôle que sont la puissance injectée  $P_i$  et le désaccord  $\Delta\nu$ . Quant au signal esclave injecté, nous observons les spectres optique et électrique par utilisation respective d'un analyseur Fabry-Perot et d'un détecteur rapide relié à un analyseur de spectre électrique.

Le principe utilisé pour la cartographie des régimes d'injection consiste tout d'abord à fixer un courant de polarisation de l'esclave pour l'ensemble de l'expérience. Nous faisons alors varier les deux autres paramètres de manière à faire ressortir le caractère bistable de la carte : nous commençons par une puissance injectée très faible, et faisons varier le désaccord dans le sens croissant, puis décroissant. Nous augmentons alors la puissance injectée et faisons de nouveau varier le désaccord. Lors de la variation du désaccord, nous observons les spectres optique et électrique du laser injecté afin de déterminer le régime d'injection. La précision sur le désaccord dépend du Fabry-Perot d'analyse utilisé. Pour les cartographies, nous utilisons généralement les analyseurs Fabry-Perot d'ISLs 10 GHz

<sup>2</sup>Cet amplificateur a été développé pour nos expériences par la société Optocom devenue Keopsys.

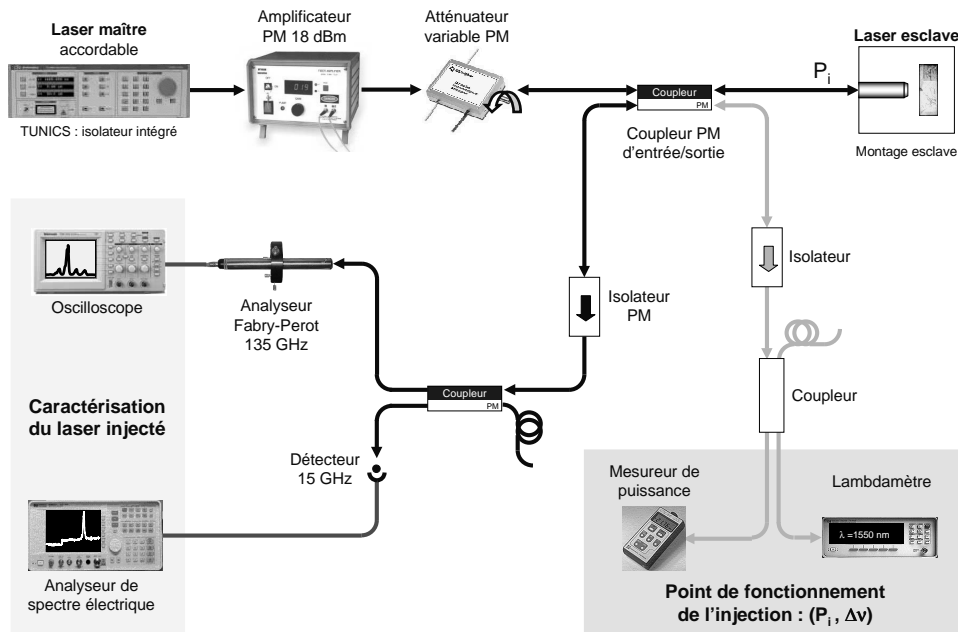


FIG. 4.8 – Montage expérimental pour les cartographies.

Tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.

ou 135 GHz. Puisque la gigue des lasers à semi-conducteurs utilisés est inférieure à la résolution de ces appareils, la précision sur le désaccord n'est autre que la résolution des analyseurs Fabry-Perot, soit de l'ordre du GHz pour celui d'ISL 135 GHz, et de l'ordre de la centaine de MHz pour celui d'ISL 10 GHz. Quant à la précision sur la puissance injectée, elle est d'environ 2 dB.

#### 4.2.1 Cartographie intra-modale à 4 fois le seuil

La figure 4.9 présente la cartographie de l'injection de la puce laser esclave polarisée à 4 fois son courant de seuil. Dans un premier temps, nous ne nous intéressons pas à la figure en encart. Pour les faibles puissances injectées, c'est-à-dire inférieures à -20 dBm, nous pouvons remarquer que seul l'accrochage total et le mélange multi-ondes simple apparaissent, sur une plage de désaccords inférieurs à la vingtaine de GHz, relativement centrée autour du désaccord nul. L'accrochage total s'effectue pour des désaccords d'autant plus grands que la puissance injectée est grande. Pour des puissances injectées supérieures à -20 dBm, nous observons une plus grande richesse des régimes d'injection rencontrés, avec l'apparition de mélange multi-ondes double, de relaxation et de chaos. La carte n'est plus symétrique pour ces niveaux de puissance et la zone d'accrochage se décale largement du

côté des désaccords négatifs ; elle s'élargit aussi, pour les plus fortes puissances injectées, et s'étend pour des désaccords allant de -80 GHz à -40 GHz pour une puissance injectée de +7 dBm. Un point intéressant déjà discuté par GABET [71] est le creux de relaxation de la courbe d'accrochage : il est défini par le point frontalier de plus basse puissance injectée entre la zone d'accrochage total et la relaxation. Il a été montré que le désaccord auquel est situé ce creux de relaxation correspond aux fréquences de relaxation du laser esclave libre. La cartographie présentée ici complète celle effectuée avec GABET par la cartographie des zones de relaxation, dont nous discuterons par la suite. Enfin, il est important de décrire comment se passe la transition d'un régime d'injection vers un autre, dans le cas où cette transition est douce et non abrupte pour commencer. Prenons pour exemple le passage du mélange multi-ondes simple vers l'accrochage total : lorsque nous varions continûment le désaccord, le spectre optique du laser injecté change continûment, les satellites du mélange multi-ondes diminuent en puissance jusqu'à s'éteindre et ne laisser qu'un seul pic à la fréquence maître. Les transitions abruptes se traduisent par un changement brusque dans l'évolution du spectre du laser injecté, alors que nous varions toujours continûment le désaccord : ces transitions sont représentées sur la figure 4.9 par des traits épais.

Considérons maintenant l'encart de la figure 4.9. Nous avons ici la carte de l'injection dressée pour des désaccords croissants. Notons pour commencer que nous observons pour cette carte seulement, la présence de mélange d'ondes quadruple. La différence marquante avec la carte précédemment décrite concerne cependant la zone d'accrochage total qui est plus restreinte : elle est fermée et ne s'étend plus vers les désaccords négatifs. Pour des puissances injectées supérieures à -5 dBm, il n'est pas possible d'obtenir l'accrochage total pour des désaccords croissants. La cartographie de l'injection pour des désaccords croissants et décroissants présente donc un comportement bistable important du laser injecté, principalement pour la zone d'accrochage total. Les frontières de la zone bistable sont représentées sur la figure 4.9 : nous pouvons remarquer que la sortie de la zone bistable se traduit toujours par une transition abrupte. Il est donc facile en pratique de savoir si nous sommes sortis de la zone bistable, puisque nous voyons un changement brusque du spectre optique. Nous pouvons aussi remarquer que les régimes de relaxation ou de mélange multi-ondes simple ont aussi un caractère bistable, mais moins étendu que le régime d'accrochage total qui s'étend sur une quarantaine de GHz. De tels comportements bistables ont été observés dès 1981 dans la littérature pour des lasers Fabry-Perot par KOBAYASHI [8], puis sur des DFBS par KAWAGUCHI [213] en 1985, mais aucune étude ne propose une cartographie du comportement bistable telle que nous avons pu le présenter [214].



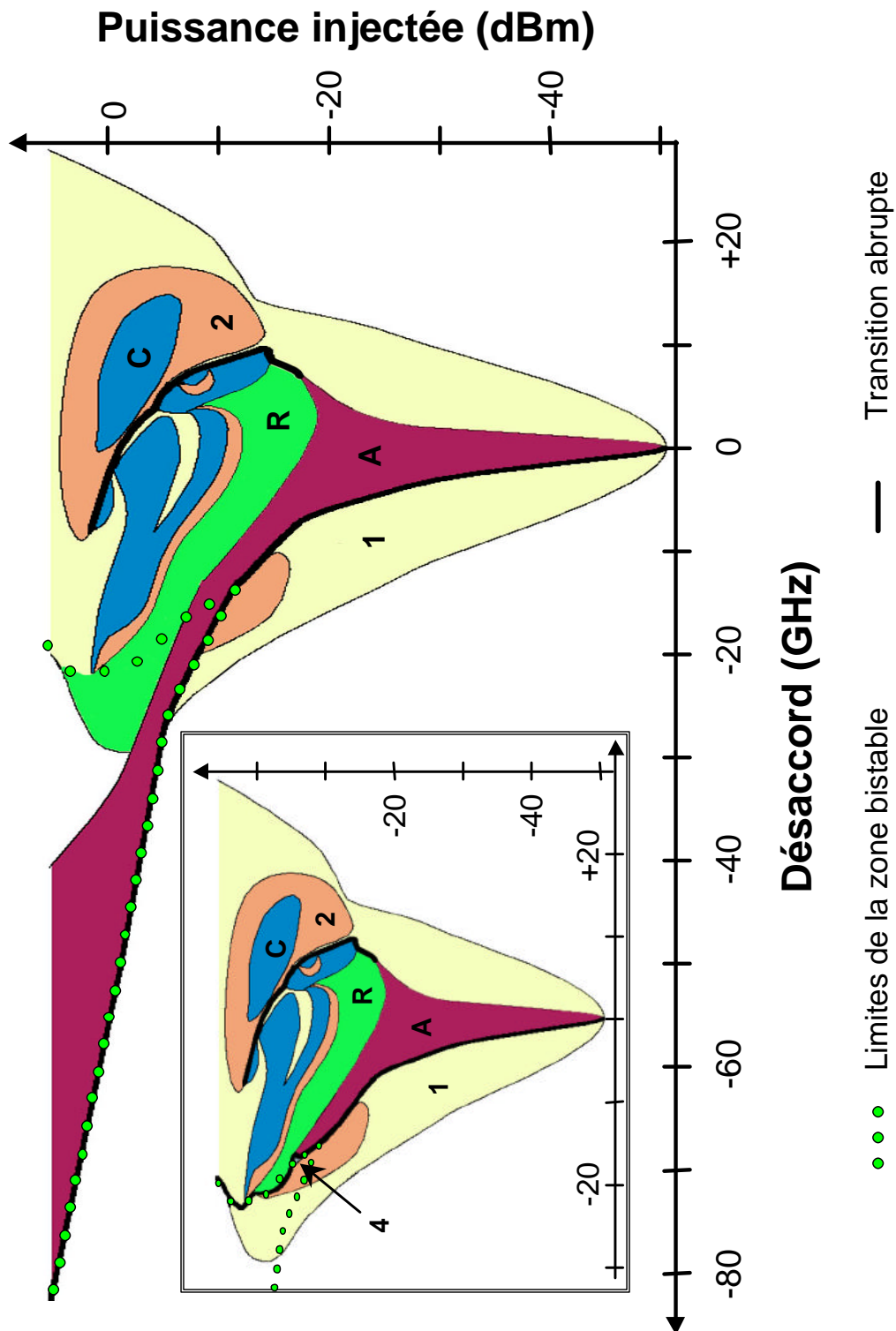


FIG. 4.9 – Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil.

*L'encart correspond à la carte établie pour des désaccords croissants, alors que la carte générale est établie pour des désaccords décroissants.*

*A : accrochage total, 1 : mélange multi-ondes simple, 2 : mélange multi-ondes double, 4 : mélange multi-ondes quadruple, R : relaxation, C : chaos, blanc : décrochage total.*

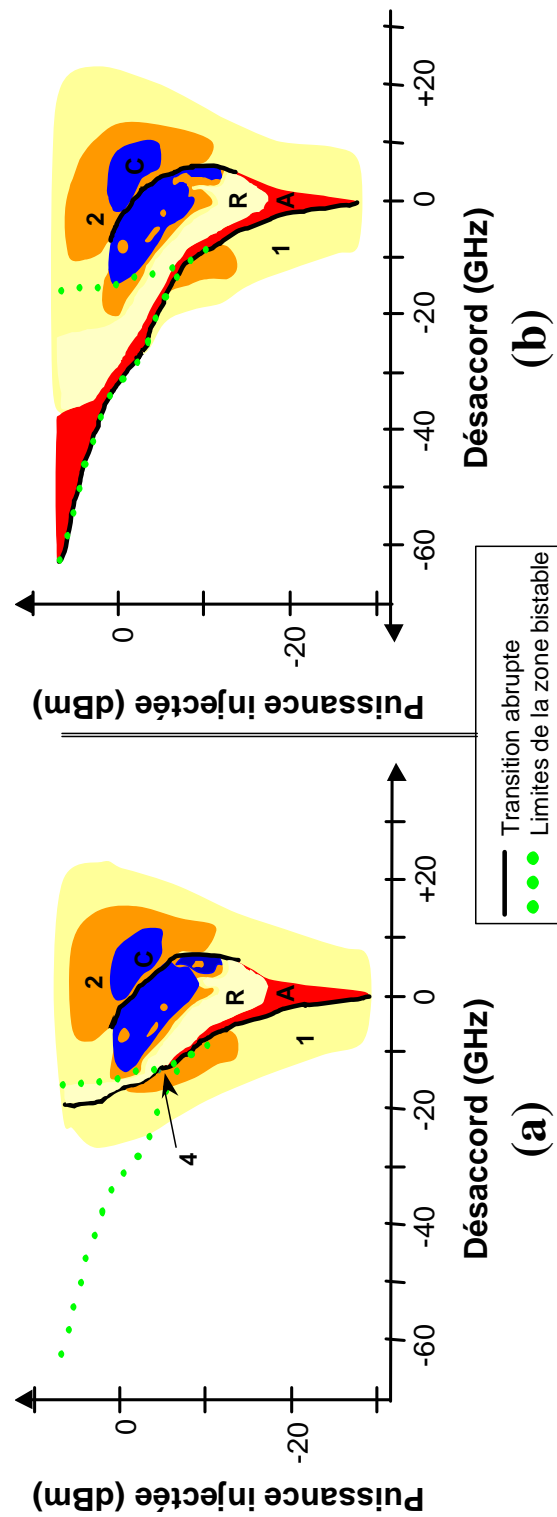


FIG. 4.10 – Cartes de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil.

(a) : carte établie pour des désaccords croissants, (b) : carte établie pour des désaccords décroissants.

A : accrochage total, 1 : mélange multi-ondes simple, 2 : mélange multi-ondes double, 4 : mélange multi-ondes quadruple, R : relaxation, C : chaos, blanc : décrochage total.

Enfin, il est important de noter qu'une cartographie est relativement subjective, dans le sens où chaque expérimentateur a ses propres critères de décision quant au choix du type de régime observé. De plus, les cartes effectuées pour des puces lasers différentes, mais de même structure, voient quelques différences, principalement pour les moyennes puissances injectées et pour les régimes de chaos et de mélange double. L'allure générale de la zone d'accrochage total reste cependant la même comme le montre la figure 4.10, pour laquelle les cartes sont dressées pour une puce laser de même structure, mais différente de celle de la figure 4.9, et par un expérimentateur autre, à savoir VAUDEL [215].

#### 4.2.2 Cartographie intra-modale à 1,2 fois le seuil

Maintenant que nous avons décrit le comportement du laser injecté loin du seuil, il est intéressant d'effectuer une cartographie plus près du seuil : nous polarisons donc le laser esclave à 1,2 fois son courant de seuil. Il est clair que le laser polarisé près du seuil va réagir différemment à l'injection que s'il en est loin, car son régime laser est d'autant plus robuste qu'il est loin du seuil.

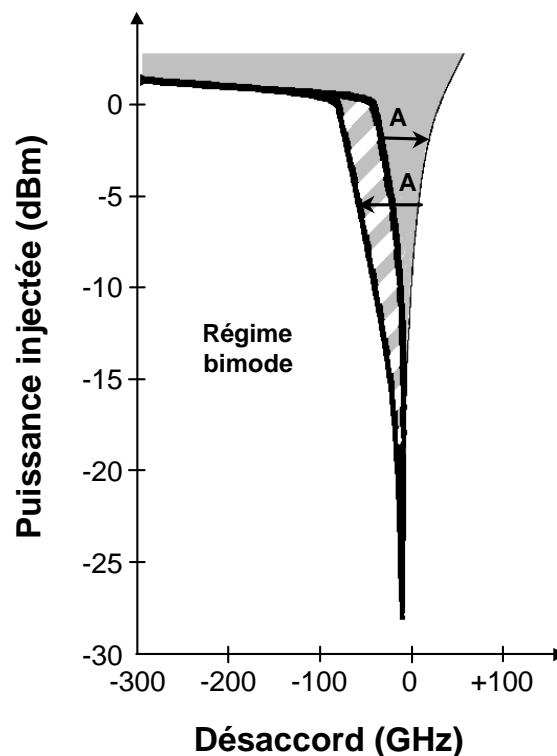


FIG. 4.11 – Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil.

*La zone d'accrochage total A est représentée en gris clair, le blanc correspond au régime bimode.  
Les parties hachurées sont une zone d'accrochage total pour les désaccords décroissants,  
et une zone bimode pour les désaccords croissants. Les traits épais correspondent à des transitions abruptes.*

La figure 4.11 présente une carte établie près du seuil. Nous remarquons de suite la pauvreté des régimes rencontrés, en comparaison aux cartographies effectuées plus loin du seuil (figures 4.9 ou 4.10). Le laser esclave injecté est soit accroché, soit dans un fonctionnement bimode. Ce fonctionnement n'a pas été décrit lors de la présentation des régimes d'injection au paragraphe §4.1.3 puisque sa nature se rapproche plus d'un phénomène d'amplification que d'un phénomène d'injection proprement dite. Le fonctionnement bimode se traduit par un spectre optique du laser injecté constitué de deux pics, l'un à la fréquence maître et l'autre à la fréquence esclave : le maître est amplifié par sa traversée dans l'esclave, et son amplification se traduit par une diminution du gain disponible pour la fréquence esclave libre, donc plus le pic maître est puissant, plus le pic esclave est faible. Nous remarquons toujours un fonctionnement bistable du laser injecté, dont les frontières correspondent toujours à des transitions abruptes. Les plus grandes dimensions de la zone bistable sont de 11 dB si nous les excitons par variation de la puissance injectée, et de 35 GHz si nous les excitons par variation du désaccord. Afin de bien compléter la description de la carte, il est bon de préciser que les transitions abruptes représentées sur la carte sont d'autant moins abruptes que la puissance injectée est forte. En effet, plus la puissance injectée est grande, et plus le spectre optique du régime bimode est constitué d'un pic maître puissant et d'un pic esclave faible. La transition vers l'accrochage total est donc d'autant moins abrupte que le pic esclave est faible. Nous aurons aussi remarqué pour les plus fortes puissances injectées, que le laser esclave injecté est accroché sur toute la plage de désaccord observée, à savoir de -300 GHz à +100 GHz. Enfin, nous pouvons observer pour les faibles puissances injectées que la carte n'est pas centrée sur le désaccord nul, mais légèrement décalée vers les désaccords négatifs, de l'ordre de la dizaine de GHz. Notons que nous avons aussi observé un tel phénomène pour les cartographies effectuées à quatre fois le seuil, mais le décalage est moins visible sur les cartes dressées.

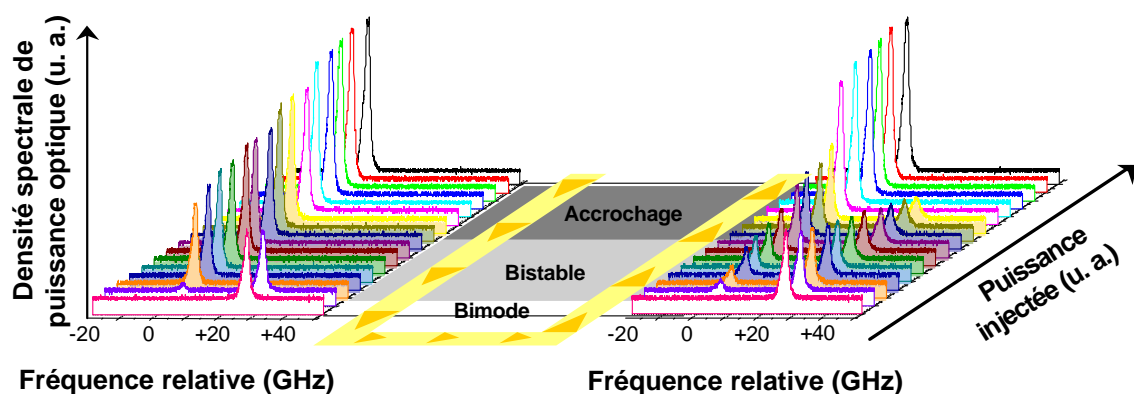


FIG. 4.12 – Comportement spectral bistable du laser esclave injecté avec la puissance injectée.

*L'esclave est polarisé à 1,2 fois le seuil et le désaccord est de -25 GHz.*

*Comme le montre le chemin dessiné entre les deux figures :*

*les spectres de gauche sont obtenus alors que nous diminuons la puissance injectée,*

*les spectres de droite sont obtenus alors que nous augmentons la puissance injectée.*

*Les spectres optiques situés dans une zone bistable sont en grisé.*

Afin de bien compléter la description du fonctionnement bistable, nous présentons figure 4.12 l'évolution du spectre optique du laser esclave injecté avec la puissance injectée. Nous remarquons conformément aux observations faites sur la cartographie un fonctionnement bistable : en diminuant la puissance injectée, le laser esclave reste accroché sur une plus grande plage spectrale que lorsque nous augmentons la puissance injectée. Nous remarquons aussi les transitions brutales des spectres optiques : alors que les différents spectres optiques sont acquis pour des puissances injectées régulièrement espacées, nous voyons des changements brusques du régime d'accrochage vers le régime bimode (et inversement). Cette figure permet de bien prendre conscience de ce que nous appelons les transitions brutales sur les cartes présentées, et montre de manière explicite le comportement bistable du laser injecté.

### 4.2.3 Cartographie inter-modale à 1,2 fois le seuil

Afin de savoir jusqu'où allait la plage d'accrochage total observée pour les fortes puissances sur la carte 4.11, une cartographie a été effectuée sur une plage de désaccord beaucoup plus importante, à savoir de -800 GHz à +800 GHz. La figure 4.13 (b) nous montre que l'accrochage total du laser esclave est possible sur une très grande plage de désaccord, à condition d'injecter suffisamment de puissance. En observant la carte pour de plus faibles puissances injectées, nous remarquons que seules certaines plages de désaccords permettent l'accrochage total. Une comparaison de ces plages d'accrochage et du spectre du laser esclave libre présenté figure 4.13 (a) nous montre une correspondance avec les modes longitudinaux secondaires. Ainsi, le laser esclave est accroché sur une grande plage spectrale, mais c'est finalement ses différents modes longitudinaux qui sont successivement accrochés. On remarque toujours un régime bistable des plages d'accrochage, dont l'amplitude décroît lorsque l'on s'éloigne du mode fondamental du laser esclave libre. Notons aussi que la dissymétrie des cartes peut s'expliquer en partie par la dissymétrie du spectre du laser esclave libre.

Enfin, il devrait être possible d'évaluer la largeur homogène du milieu de gain, en injectant dans le laser esclave libre un signal de même largeur de raie et de même puissance que l'esclave libre. Par variation du désaccord, nous pourrions mesurer sur quelle plage spectrale le laser esclave injecté est perturbé, et cette plage devrait correspondre à la largeur homogène du milieu de gain.

### 4.2.4 Étude du régime de relaxation

Une grande différence entre la cartographie effectuée à quatre fois le seuil du laser esclave libre, et celles effectuées avec Renaud GABET réside dans la discrimination entre le mélange multi-ondes simple et le régime de relaxation, grâce aux travaux effectués avec Olivier VAUDEL [215]. Nous allons donc décrire ici en détails la méthode utilisée pour discriminer ces deux régimes si similaires.

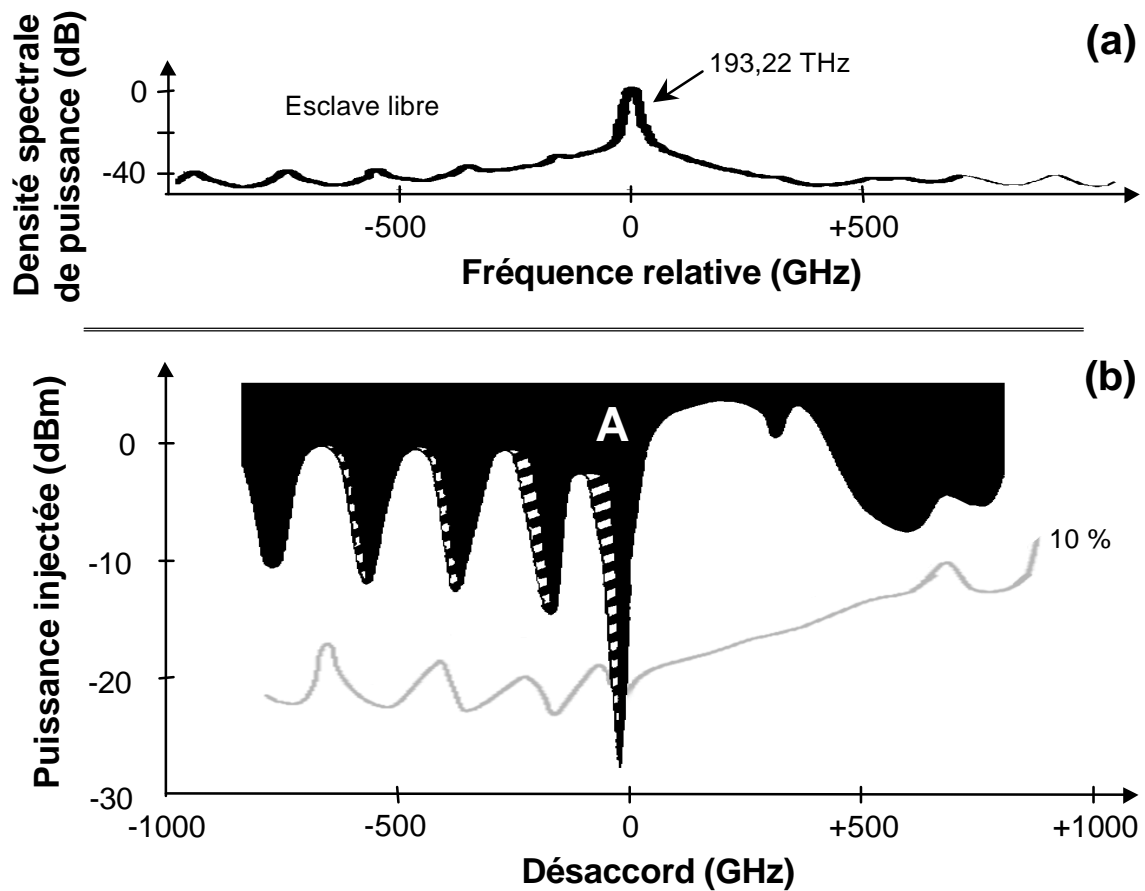


FIG. 4.13 – Cartographie inter-modale de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil.

La zone d'accrochage total A est représentée en noir, le blanc correspond au régime bimode. Les parties hachurées sont une zone d'accrochage total pour les désaccords décroissants, et une zone bimode pour les désaccords croissants. Les frontières de la zone bistable sont toujours des transitions brusques. Une ligne de niveau du régime bimode est représentée en gris clair : elle est telle que le spectre optique du régime bimode est tel que le pic maître a un maximum égal à un dixième du pic esclave libre.

Comme le montre la figure 4.14 (a), le spectre optique caractéristique de la relaxation est composé d'un ensemble de pics régulièrement espacés, il en est de même pour le mélange d'ondes tel que nous l'avons vu au paragraphe §4.1.3. L'écart spectral entre ces pics se mesure précisément à l'analyseur de spectre électrique, grâce aux battements entre les différentes composantes du spectre optique. Nous avons choisi d'étudier l'évolution de cet écart spectral avec le désaccord, tel que représenté figure 4.14 (b). Nous observons sur cette dernière que dans le cas du mélange multi-ondes simple, l'écart suit le désaccord à une constante près. Par contre, dans le cas du régime de relaxation, l'écart entre les composantes du spectre optique ne suit plus le désaccord et reste globalement constant autour de 7 GHz : le laser esclave injecté se bloque sur ses fréquences de relaxation.

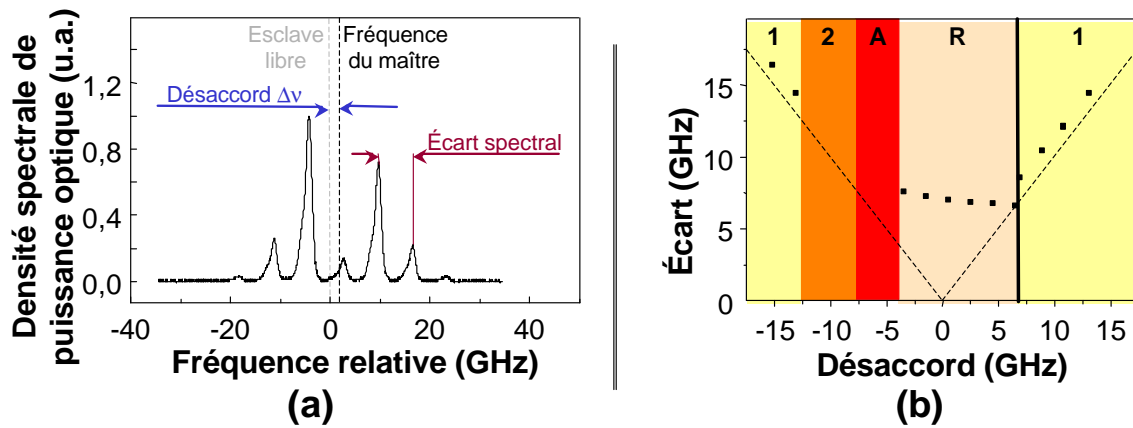


FIG. 4.14 – Méthode de discrimination entre les régimes de relaxation et de mélange d'ondes.

(a) : spectre optique caractéristique de la relaxation.

(b) : évolution de l'écart spectral entre les composantes spectrales du laser injecté avec le désaccord.

Les pointillés en diagonales correspondent au désaccord, la ligne noire verticale est une transition brutale.

L'esclave est polarisé à 4 fois son seuil, et la puissance injectée est de -13 dBm.

#### 4.2.5 Influence de la polarisation sur les cartes d'injection

Nous avons étudié l'influence de la polarisation sur les cartes de l'injection. Nous avons pour ce faire injecté un signal dont la polarisation est parallèle à la polarisation du laser esclave libre, et un signal dont la polarisation est orthogonale.

Nous pourrions a priori nous attendre à deux réponses de l'esclave à l'injection par un signal de polarisation orthogonale. Dans le cas d'une injection de faible puissance, nous pourrions nous attendre à ce que le laser esclave ne soit aucunement perturbé par l'injection du signal maître de polarisation orthogonale. Dans le cas d'une injection de plus forte puissance, nous pourrions nous attendre à ce que le laser esclave soit accroché tant en fréquence qu'en polarisation sur le signal maître. Nous allons montrer qu'aucun de ces deux préjugés n'est en fait vérifié : le laser esclave est assez facilement perturbé par l'injection du maître, et l'esclave conserve sa polarisation d'origine même lors de l'accrochage total. GABET [71] présente une étude des effets de polarisation sur l'injection optique : il relève l'évolution des frontières de la zone d'accrochage des cartes d'injection avec la polarisation du laser maître. Nous avons complété ce travail en nous intéressant à une description complète des cartes de l'injection pour deux polarisations orthogonales du laser maître.

Nous avons pu montrer avec Olivier VAUDEL [215] que l'injection d'un signal avec une polarisation orthogonale à la polarisation du laser esclave libre ne changeait pas l'allure des cartes, mais amenait simplement une translation de la carte vers les plus fortes puissances injectée, c'est-à-dire qu'il est nécessaire pour une polarisation orthogonale d'injecter plus de puissance pour avoir le même régime d'injection qu'avec une polarisation parallèle. Nous avons pu remarquer que la translation des cartes avec la polarisation du signal injecté est d'autant plus importante que le laser esclave est polarisé loin du seuil : nous mesurons ainsi un décalage de la carte de 1,5 dB pour un laser esclave polarisé à 1,2 fois le

seuil, et un décalage de 10 dB pour le laser esclave polarisé à 4 fois le seuil.

### 4.3 Évolution temporelle de la puissance du laser injecté

Nous avons pu remarquer dans les paragraphes précédents que l'injection optique permettait d'exciter des zones bistables, et de telles zones intéressent les scientifiques depuis de nombreuses années dans la recherche de mémoires optiques. Nous avons donc naturellement cherché à caractériser la bande passante de cette mémoire. Nous verrons dans ce paragraphe que nous n'avons pas pu aboutir dans cette étude, puisque nous avons fait face à une difficulté imprévue, à savoir les variations de la puissance du laser esclave injecté. Nous nous sommes donc réorientés vers l'étude temporelle de la puissance du laser injecté. Nous avons pu discerner quelques phénomènes généraux, même si l'étude est limitée par la bande passante des outils d'analyse : l'idéal serait en effet d'avoir des oscilloscopes temps réel avec une bande passante supérieure aux fréquences de relaxation des lasers étudiés.

#### 4.3.1 Introduction

Nous l'avons déjà évoqué, les zones bistables des cartographies peuvent être excitées par variations de la puissance injectée ou par variations du désaccord. Nous avons choisi de les exciter via la puissance injectée en utilisant un modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder, dans l'espoir de pouvoir exciter l'effet recherché à de hautes vitesses. Puisqu'il est nécessaire de franchir les frontières de la zone bistable pour pouvoir observer l'effet mémoire, nous avons choisi la zone bistable la moins étendue possible pour nos expériences, à savoir celle observée pour l'accrochage total sur les cartes du laser injecté polarisé à 4 fois le seuil, en se plaçant à des désaccords suffisamment proches de zéro pour avoir une extension verticale suffisamment petite de la zone bistable.

Les états de la zone bistable sont dans notre cas des régimes d'injection du laser esclave : le premier état est le régime d'accrochage total, et le deuxième le régime de mélange multi-ondes simple. Il nous est donc nécessaire de pouvoir distinguer ces deux états lorsqu'ils sont excités de manière dynamique. Comme le Fabry-Perot d'analyse n'est pas adapté à l'étude dynamique de spectres optiques, il nous a fallu trouver une alternative. Nous savons qu'une grande différence entre ces deux états est la répartition spectrale de la puissance du spectre optique du laser esclave injecté : la majeure partie de la puissance est à la fréquence esclave pour le régime multi-ondes simple, alors que toute la puissance est contenue à la fréquence maître lors de l'accrochage total. Ainsi, nous avons souhaité utiliser un interféromètre de Michelson (placé en sortie du laser esclave injecté) comme discriminateur de fréquences, car nous savons que l'évolution de l'intensité de sortie d'un interféromètre évolue de manière sinusoïdale en fonction du déphasage. En effet, pour un Michelson éclairé par une source monochromatique en lumière collimatée, le déphasage  $\varphi$



s'exprime par la quantité :

$$\varphi = \frac{2 \cdot \pi \cdot (2 \cdot e)}{\lambda} = \frac{4 \cdot \pi \cdot e \cdot \nu}{c} . \quad (4.1)$$

$e$  représente le déséquilibre entre les deux bras du Michelson (en mètres).

Habituellement, nous traçons l'évolution de cette intensité  $I = [1 + \cos(\varphi)]$  en fonction du déséquilibre entre les bras. Cependant, rien ne nous empêche de tracer cette évolution en fonction de la fréquence, pour une différence de marche  $e$  constante, comme le montre la figure 4.15. Nous constatons sur cette figure qu'une variation de fréquence peut se tra-

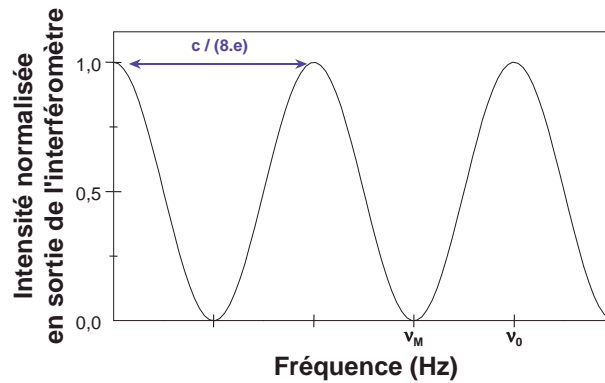


FIG. 4.15 – Réponse en intensité de l'interféromètre de Michelson à des variations de fréquence.

duire en variation d'amplitude via notre interféromètre. La seule difficulté réside dans le choix du déséquilibre entre les bras de l'interféromètre, car il fixe la période fréquentielle des interférences, et cette période doit être telle que les variations de fréquences étudiées soient situées sur une restriction bijective de notre fonction intensité. L'idéal est d'avoir des interférences constructives à la fréquence esclave  $\nu_0$ , et destructives à la fréquence maître  $\nu_M$  comme proposé sur la figure 4.15.

La variation de fréquence n'est cependant fidèle à une variation d'amplitude que si l'amplitude du signal ne varie pas. Nous allons voir par la suite que la puissance du laser esclave injecté n'est pas constante : nous n'avons donc pas pu utiliser le discriminateur comme convenu, mais proposerons une méthode quant à son utilisation.

### 4.3.2 Montages utilisés

Les expériences présentées pour l'étude de la puissance temporelle du laser esclave injecté reposent sur deux types de montages expérimentaux différents. Quelques variantes à ces montages seront décrites par la suite, mais les deux structures que nous décrivons dans ce paragraphe sont utilisées selon que nous effectuons une étude dynamique ou une étude quasi-statique.

Dans le cadre d'études dynamiques, la puissance maître injectée est modulée par un modulateur Mach-Zehnder fibré qui n'est pas à maintien de polarisation. Il est donc nécessaire de contrôler la polarisation avant le composant avec des boucles de Lefèvre comme le montre le montage expérimental présenté figure 4.16. Le niveau moyen de puissance injecté-

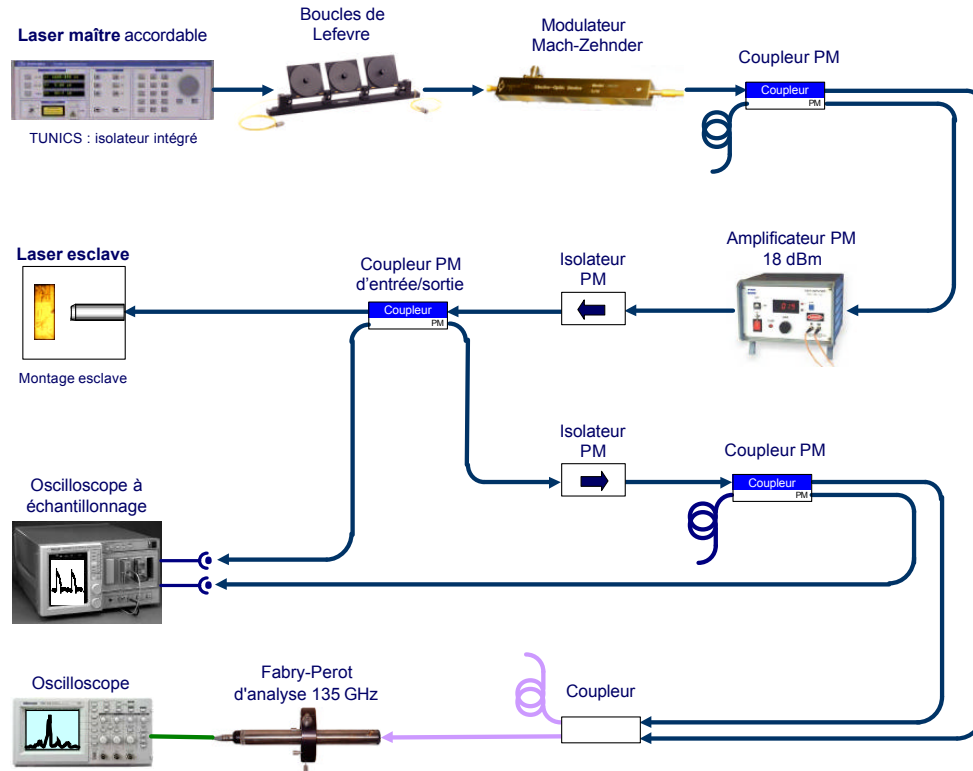


FIG. 4.16 – Montage expérimental pour l'étude des évolutions temporelles dynamiques de la puissance injectée.

*À l'exception des boucles de Lefèvre et du modulateur Mach-Zehnder, tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.*

tée est contrôlé par le courant de pompe de l'amplificateur<sup>3</sup> situé en sortie du modulateur d'amplitude. Le coupleur situé à la sortie du modulateur permet d'envoyer une partie de la puissance maître sur le Fabry-Perot d'analyse afin de quantifier le désaccord. Le coupleur d'entrée-sortie au niveau du laser esclave envoie une partie du signal maître sur un détecteur relié à l'oscilloscope rapide afin de quantifier la puissance injectée. Il permet aussi de récupérer le signal esclave injecté et de l'envoyer sur un détecteur relié à l'oscilloscope rapide pour observer l'évolution temporelle de la puissance esclave injecté. Une partie du signal esclave injecté est aussi récupérée afin d'être envoyée sur le Fabry-Perot d'analyse pour observer les régimes d'accrochage de notre laser, et pour la quantification du désaccord.

<sup>3</sup>Il eut mieux fallu garder constant le courant de pompe, afin de conserver le rapport signal sur bruit en sortie de l'amplificateur. La solution aurait été de placer un atténuateur variable en sortie de l'amplificateur, mais un tel élément apporte trop de pertes (même si faibles) pour atteindre les niveaux moyens de puissance nécessaires pour exciter le fonctionnement bistable.

Dans le cadre des évolutions quasi-statiques, le modulateur d'amplitude est supprimé et remplacé par un atténuateur variable comme le montre la figure 4.17. L'élimination du Mach-Zehnder permet de s'affranchir de fortes pertes et de travailler à rapport signal sur bruit constant, car nous gardons fixe le courant de pompe de l'amplificateur et faisons évoluer la puissance maître injectée à l'aide de l'atténuateur variable. Le montage utilisé est présenté figure 4.17. Avec un tel montage, il nous est possible d'observer l'évolution temporelle de l'esclave injecté à différentes puissances maîtres.

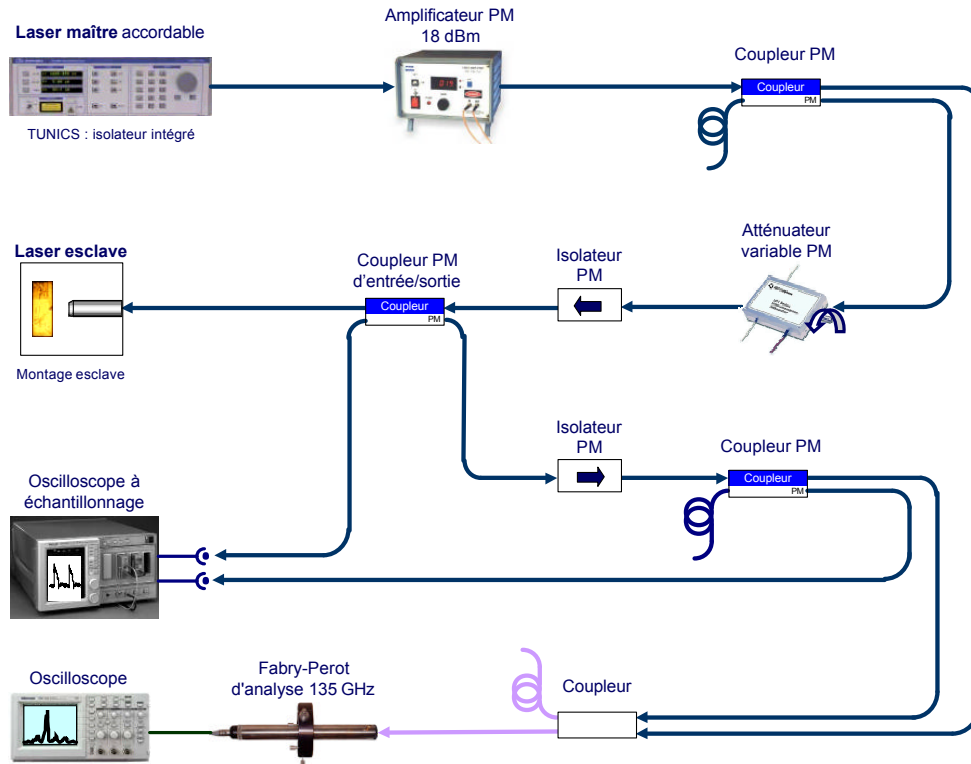


FIG. 4.17 – Montage expérimental pour l'étude des évolutions temporelles quasi-statiques de la puissance injectée.

*Tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.*

### 4.3.3 Évolution quasi-statique de la puissance esclave injecté selon les différents régimes d'accrochage

Dans cette partie, nous faisons varier de manière quasi-statique la puissance maître injectée, et observons à l'oscilloscope rapide le signal esclave injecté. Le montage expérimental utilisé est donc celui présenté figure 4.17. La figure 4.18 présente des signaux relevés aux différents régimes d'accrochage de l'esclave, pour deux désaccords différents. Cette première étude nous permet d'observer deux aspects du comportement temporel de l'esclave injecté : le bruit du signal esclave et la puissance moyenne de l'esclave injecté varient selon les régimes d'accrochage. L'utilisation du Michelson comme discriminateur de

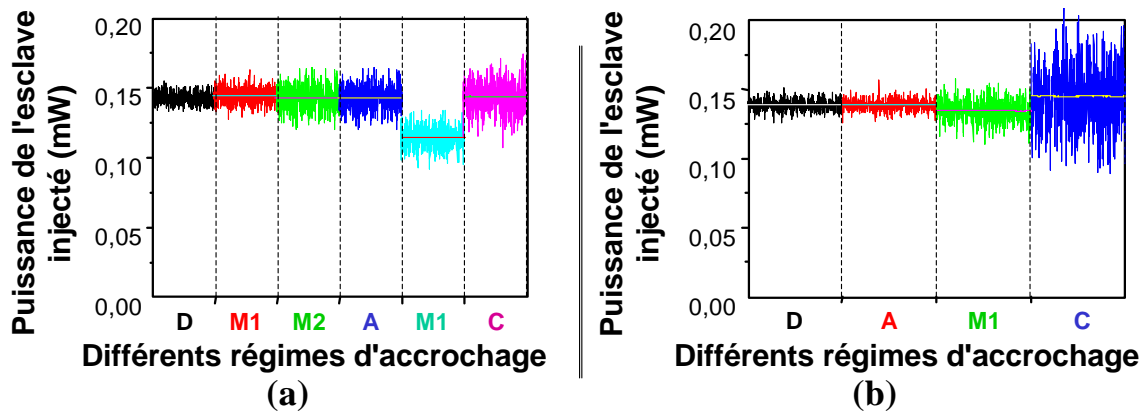


FIG. 4.18 – Variations quasi-statiques du bruit et de la puissance moyenne de l'esclave injecté pour différents régimes d'accrochages.

(a) : désaccord de -10 GHz, (b) : désaccord nul. Les lettres en abscisse correspondent aux régimes d'injection suivants : A pour l'accrochage total, M1 pour le régime multi-ondes simple, M2 pour le régime multi-ondes double, C pour le chaos, et D pour le laser esclave décroché (i.e. libre).

fréquences est alors délicate, car nous souhaitons traduire un changement de fréquence en changement d'amplitude, alors que nous observons déjà des variations dans l'amplitude de l'esclave injecté.

#### 4.3.4 Évolution quasi-statique en fonction de la puissance injectée

Nous allons nous intéresser dans cette partie aux changements de puissance moyenne de l'esclave injecté alors que nous faisons varier la puissance injectée de manière quasi-statique. L'expérience est toujours celle présentée figure 4.17, mais nous remplaçons l'oscilloscope à échantillonnage par un mesureur de puissance commercial<sup>4</sup>. De plus, l'expérience est automatisée avec Labview : la variation de la puissance injectée est effectuée par contrôle de l'atténuateur variable relié à un ordinateur par un bus GPIB, et les acquisitions de la puissance esclave sont obtenues via le mesureur de puissance relié à l'entrée analogique de notre ordinateur. Ainsi, nous pouvons tracer l'évolution quasi-statique de la puissance esclave injecté en fonction de la puissance injectée.

Les graphes de la figure 4.19 présentent les résultats obtenus pour différents désaccords. Nous remarquons sur cette figure plusieurs points intéressants. Tout d'abord, nous pouvons observer que la puissance du laser esclave injecté peut être plus grande ou plus petite que la puissance de l'esclave libre, conformément aux observations de BOUYER [23]. D'autre part, nous remarquons nettement un fonctionnement bistable de l'esclave injecté, puisque les évolutions de la puissance de ce dernier ne se recouvrent pas selon que nous augmentions ou diminuions la puissance injectée. Ensuite, nous observons des variations brutales de la puissance du laser esclave injecté : elles correspondent généralement à des changements de régime d'injection du laser esclave souvent situés aux frontières de l'ac-

<sup>4</sup>Le mesureur de puissance commercial utilisé est un OLM 32 de chez Chorus.

crochage, et sont corrélées avec les sauts brusques présentés lors des cartographies de l'injection au paragraphe §4.2. Ces variations correspondent donc aussi aux frontières du fonctionnement bistable comme le montre clairement le graphe (b). Cependant, tous les graphes ne montrent pas un fonctionnement bistable aussi net, donc l'exploitation des propriétés bistables de l'injection optique nécessite un choix judicieux du désaccord. Notons pour finir que nous observons aussi une variation de la puissance esclave injecté au sein d'un même régime.

#### 4.3.5 Évolution dynamique de la puissance esclave sous injection optique modulée, à différents niveaux de puissance moyenne injectée

Nous utilisons dorénavant le montage expérimental présenté figure 4.16, et étudions la réponse dynamique de la puissance de l'esclave injecté. Nous appliquons une modulation d'amplitude sinusoïdale à la puissance injectée à une fréquence de 1 MHz, et faisons varier la valeur moyenne de la puissance injectée. Pour de très faibles puissances injectées, nous n'observons pas de modification de la puissance esclave injecté. Pour de faibles puissances injectées, la puissance esclave injecté suit les variations de la puissance injectée et prend une allure sinusoïdale autour de la puissance moyenne de l'esclave libre. Les phénomènes les plus intéressants apparaissent pour de plus fortes puissances injectées et sont présentés sur la figure 4.20. Nous pouvons observer l'évolution temporelle de la puissance esclave injecté à différents désaccords (colonnes), et à différentes puissances moyennes d'injection (lignes). Nous remarquons ici que les plus grandes variations de la puissance esclave injecté s'observent du côté des désaccords négatifs. Les variations sont beaucoup plus faibles pour un désaccord nul, ou pour les désaccords positifs. Nous remarquons toujours les variations du signal liées aux différents régimes d'accrochage.

Notons un point important : nous avons pu remarquer au cours de ces expériences que les cartes quasi-statiques de l'injection sont différentes des cartes dynamiques, puisque les niveaux de puissance injectée auxquels on observe un changement de régime en quasi-statique ne correspondent pas à ceux observés en dynamique.

La figure 4.20 nous montre donc que le laser esclave répond à des modulations de puissance injectée par un comportement temporel corrélé aux régimes d'injection. Cette expérience a été effectuée à différentes fréquences de modulation de la puissance injectée : nous avons pu moduler la puissance maître jusqu'à 1 GHz et avons observé le même type de comportement. Cependant nous ne pouvons tirer directement d'information avec le discriminateur sur un éventuel comportement bistable de ces courbes de la manière avec laquelle nous l'avions envisagé au début.

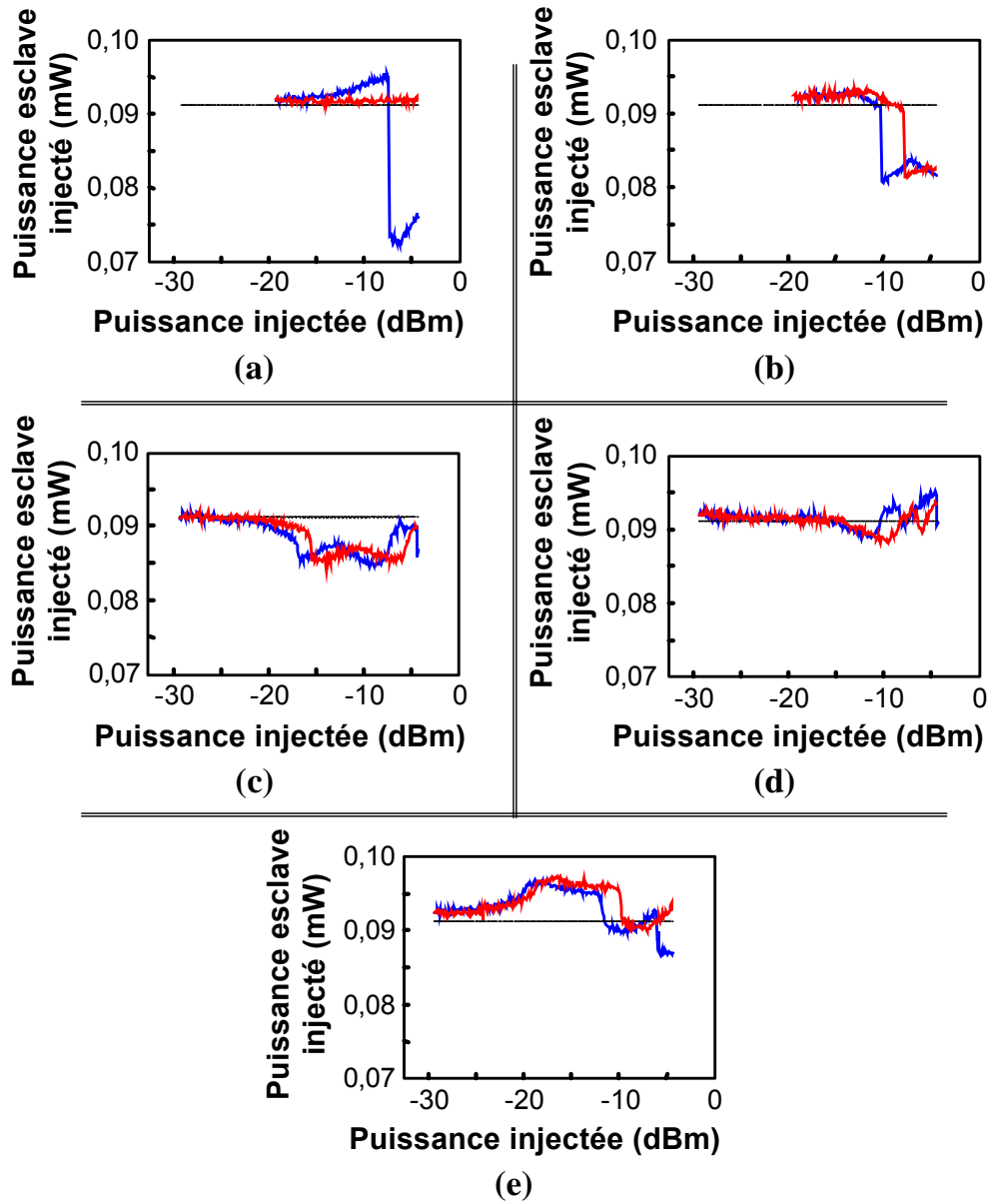


FIG. 4.19 – Variations quasi-statiques de la puissance du laser injecté avec la puissance injectée pour différents désaccords.

(a) : désaccord de -15 GHz, (b) : désaccord de -10 GHz, (c) : désaccord de -5 GHz, (d) : désaccord nul, (e) : désaccord de +5 GHz. Les courbes obtenues pour des puissances décroissantes apparaissent en bleu, celles pour les puissances croissantes apparaissent en rouge. La puissance de l'esclave libre est en noir. La puissance injectée est mesurée à l'entrée de l'interface laser-fibre.

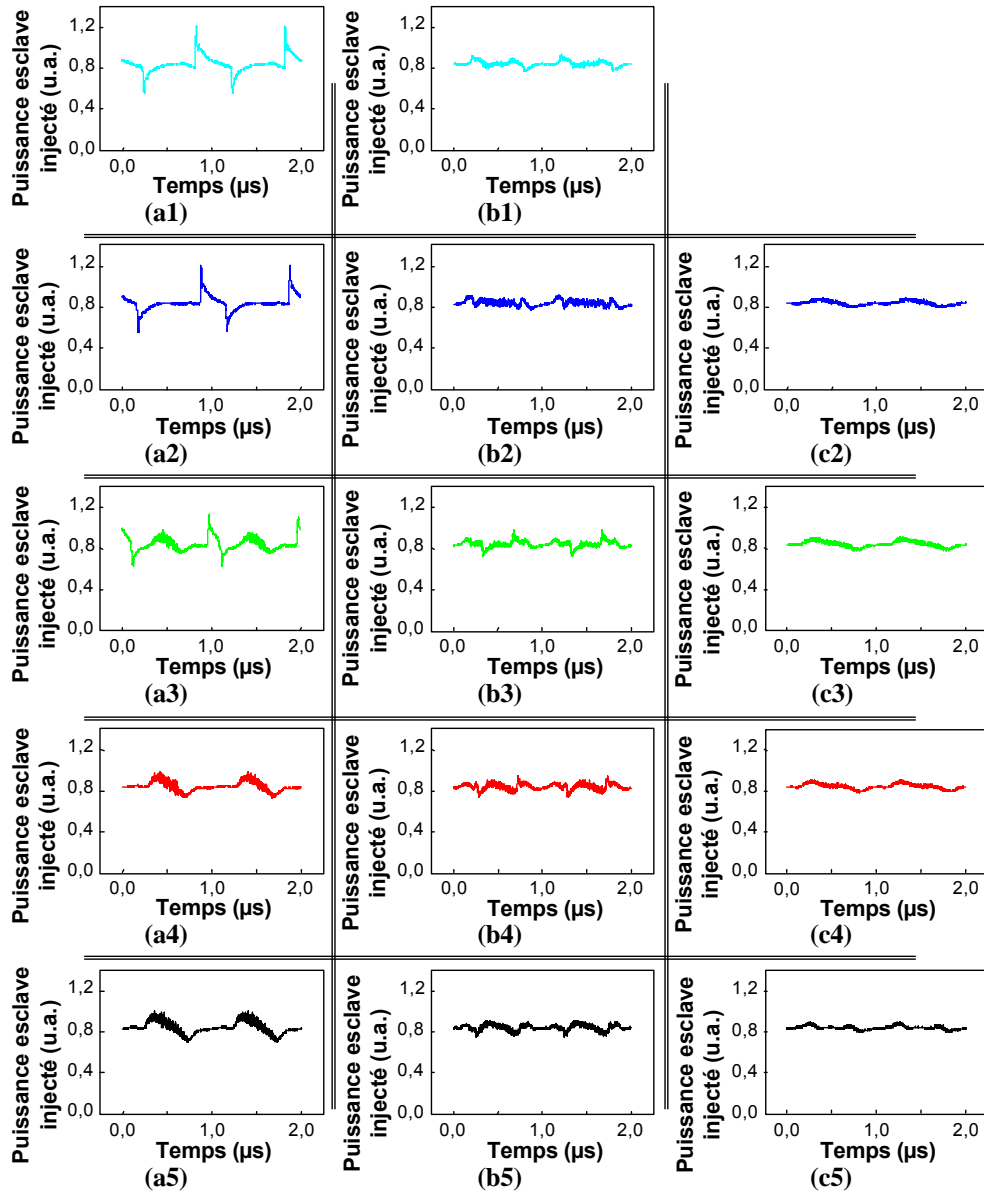


FIG. 4.20 – Variations temporelles dynamiques de la puissance du laser injecté par une puissance maître modulée en puissance.

La puissance maître injectée est modulée à une fréquence de 1 MHz. Les trois colonnes correspondent à des désaccords différents, (a) : désaccord de -15 GHz, (b) : désaccord nul, (c) : désaccord de +10 GHz.

La ligne (1) correspond à des puissances injectées comprises entre 0,45 mW et 0,91 mW,

la ligne (2) à des puissances comprises entre 0,91 mW et 1,64 mW,

la ligne (3) à des puissances comprises entre 1,36 mW et 2,18 mW,

la ligne (4) à des puissances comprises entre 1,82 mW et 2,77 mW,

la ligne (5) à des puissances comprises entre 2,27 mW et 3,11 mW.

Les puissances maîtres données sont mesurées à l'entrée de l'interface laser-fibre.

### 4.3.6 Perspectives

Il ne nous a donc pas été possible de mettre en valeur le comportement bistable du laser esclave injecté de manière dynamique. Cependant un peu de temps et de recul nous permettent aujourd'hui de proposer une méthode expérimentale afin de pouvoir détecter les zones bistables en régime dynamique. Nous proposons d'acquérir à l'oscilloscope les traces temporelles de l'esclave injecté avec et sans discriminateur et de les synchroniser l'une par rapport à l'autre. Ainsi, nous devrions pouvoir discerner les variations de puissance en sortie du discriminateur dues à des variations de puissance, et en déduire que les autres variations sont bien dues à des variations de fréquence. Nous devrions donc pouvoir extraire de la corrélation des signaux avec et sans discriminateur les informations dues uniquement à la fréquence, et donc y déceler un comportement bistable. Reste qu'il est toujours difficile d'exciter de si larges zones bistables, et que la limitation est principalement liée au contraste du modulateur d'amplitude utilisé, d'où l'importance de choisir un modulateur de grande qualité.

## 4.4 Injection faibles signaux

L'injection faibles signaux est une des expériences les plus intéressantes dans le cadre de l'injection optique, car elle permet de bien montrer les mécanismes physiques mis en jeu dans le processus d'injection. Nous savons en effet que le régime laser naît de l'émission spontanée amplifiée et résonante dans la cavité. Le fait d'injecter une densité spectrale de puissance du même ordre de grandeur que celle de l'émission spontanée dans le laser esclave nous montre bien que la majeure partie des phénomènes rencontrés résulte de la compétition entre l'émission spontanée et le signal injecté. Dans le cas où le signal injecté l'emporte fortement sur l'émission spontanée, nous entrons dans un régime d'accrochage total. Nous verrons dans cette partie comment le laser esclave passe progressivement d'un régime libre à un régime d'accrochage, et pourrons observer encore une fois l'influence du courant de polarisation de l'esclave.

### 4.4.1 Laser détecteur

L'appellation *laser détecteur* provient du fait que cette expérience a été utilisée afin de détecter des puissances optiques de -117 dBm [71], soit quelques femto-Watts. En fait, le laser injecté ne sert pas réellement de détecteur puisqu'il sert plutôt de pré-amplificateur du signal avant la détection proprement dite effectuée par des outils classiques (Fabry-Perot d'analyse, ou détection cohérente). Nous conserverons toutefois cet abus de langage. L'intérêt du laser esclave comme amplificateur, à comparer à un amplificateur traditionnel est double comme nous pourrons le montrer : le gain est supérieur à un amplificateur classique, et le bruit lié à l'émission spontanée est fortement diminué du fait que le laser esclave est polarisé au dessus du seuil.



Dans cette partie, nous allons considérer le cas de l'injection de faibles puissances, c'est-à-dire inférieures à -35 dBm. Le laser maître<sup>5</sup> est spectralement toujours plus fin que le laser esclave qui est polarisé très près du seuil (largeur de raie de l'ordre de 80 MHz).

#### 4.4.2 Montage expérimental

La puce à semi-conducteurs est installée sur le montage détecteur présenté au paragraphe §2.1.3 afin de limiter au maximum les contre-réactions optiques. Ce montage permet d'accéder aux faces avant et arrière du laser esclave : le signal maître est ainsi injecté en espace libre sur la face avant de la puce, et le signal esclave injecté est récupéré sur la face arrière de la diode. Le montage expérimental utilisé autour du montage détecteur est décrit sur la figure 4.21, il ressemble de beaucoup dans le principe à celui présenté dans le cadre des injections de moyennes et fortes puissances (cf. figure 4.8). Nous retrouvons

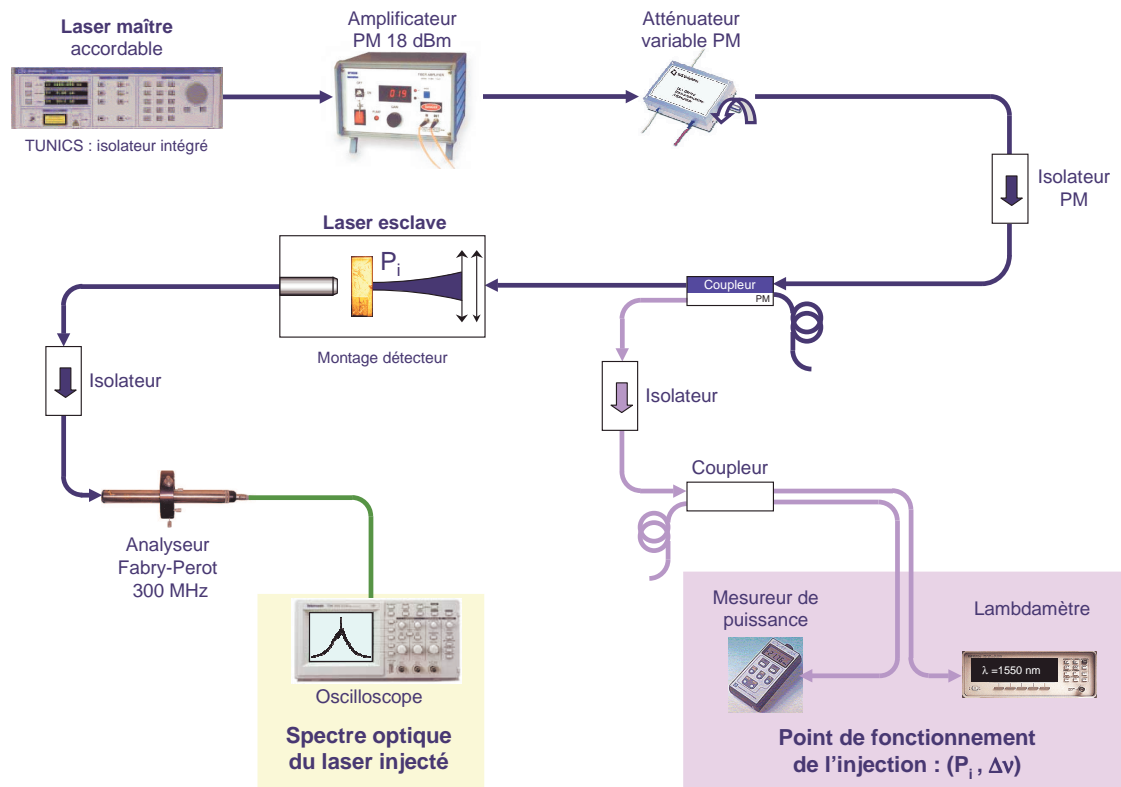


FIG. 4.21 – Montage expérimental de l'injection faible puissance.

*Tous les éléments entre le laser maître et le laser esclave sont à maintien de polarisation.*

les mêmes concepts que pour l'étude de la cartographie. Nous connaissons le courant de polarisation de l'esclave, et mesurons les deux autres paramètres de contrôle : la puissance injectée et le désaccord. Nous observons cette fois le spectre optique du laser esclave in-

<sup>5</sup>Le laser maître est la source accordable Tunicis de Photonetics et a une largeur spectrale (FWHM) de 125 kHz.

jecté au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz pour une meilleure résolution spectrale : nous pouvons avec cet outil résoudre le spectre optique de l'esclave libre, mais pas le spectre optique du laser maître.

#### 4.4.3 Généralités

Pour des puissances injectées inférieures à -60 dBm, nous n'avons pas accrochage total de fréquence et de phase. Le type de spectre optique observé dans le cas du laser faiblement injecté par un maître spectralement beaucoup plus fin à désaccord nul est représenté sur la figure 4.22. Nous pouvons observer que le spectre optique du laser faiblement injecté

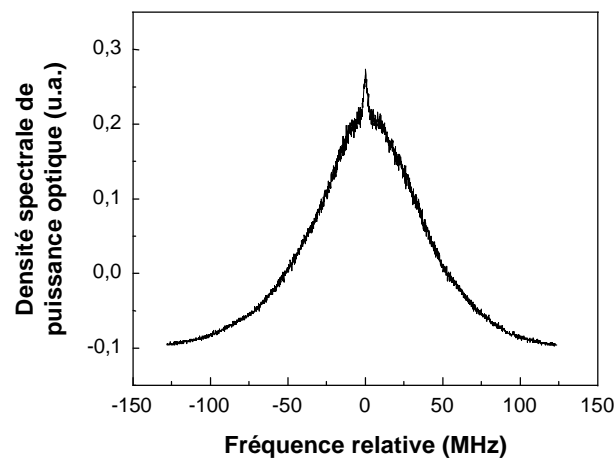


FIG. 4.22 – Spectre du laser injecté très faiblement par un maître spectralement plus fin.  
*Spectre optique obtenu avec le Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz.*

est globalement constitué du spectre du laser esclave libre au dessus duquel se greffe un pic de même fréquence et de même largeur spectrale que le laser maître. Il est important de remarquer que le pic maître observé est amplifié par l'esclave : la puissance injectée serait trop faible pour pouvoir être observée au Fabry-Perot d'analyse si elle n'était pas amplifiée par le laser esclave. Nous utiliserons par la suite le terme de *piédestal* pour exprimer la composante propre à l'esclave du spectre optique, i.e. la partie basse du spectre.

#### 4.4.4 Laser esclave polarisé à 1,4 fois le seuil

Nous polarisons ici le laser esclave à 1,4 fois son courant de seuil. Nous avons précédemment pu observer l'allure spectrale typique du laser esclave soumis à une injection de faible puissance. Nous allons ici étudier comment le spectre optique du laser esclave injecté évolue avec la puissance injectée pour un désaccord nul, et allons pouvoir observer l'évolution spectrale progressive vers un spectre d'accrochage total tel que nous avons pu le définir au paragraphe §4.1.3, en ajoutant cette fois les informations sur l'accrochage en phase, i.e. l'évolution de la largeur spectrale.

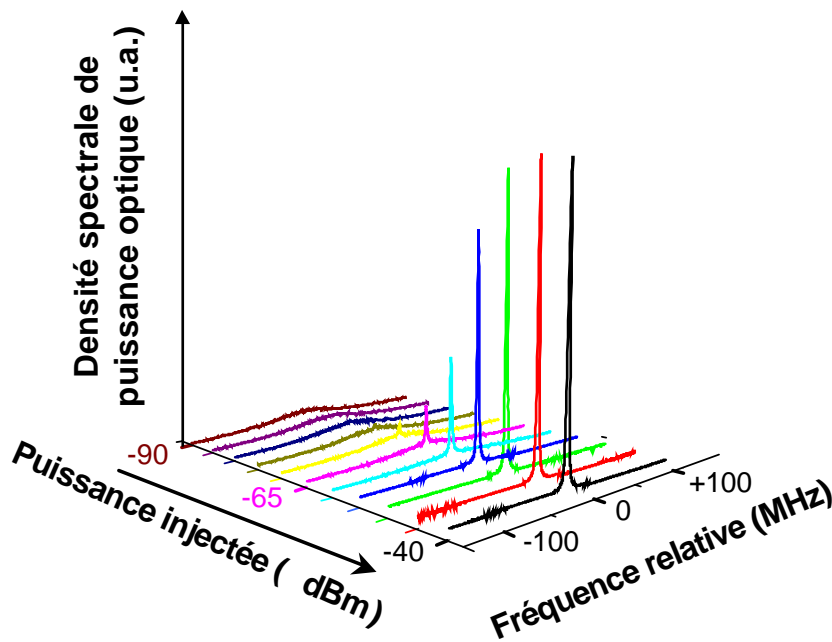


FIG. 4.23 – Évolution spectrale du laser faiblement injecté.  
*Laser esclave polarisé à 1,4 fois le seuil.*

Comme le montre la figure 4.23, le spectre optique du laser esclave injecté avec un désaccord nul évolue avec la puissance injectée. Pour les plus faibles puissances injectées, inférieures à  $-80$  dBm, nous n'observons que le spectre esclave libre. En augmentant la puissance injectée, nous voyons apparaître un spectre optique pour le laser injecté de même allure que celui présenté figure 4.22. En augmentant toujours la puissance injectée, toute l'énergie contenue dans le spectre du laser esclave libre se trouve progressivement condensée dans la largeur spectrale du maître<sup>6</sup>. Compte tenu du fait que l'apport énergétique dû à l'injection est très faible, la puissance totale du laser esclave injecté ne diffère pas de celle de l'esclave libre. La puissance de l'esclave n'est autre que la somme des densités spectrales de puissance (l'aire sous la courbe pour les spectres optiques), donc la conservation de la puissance en sortie de l'esclave conjuguée à un affinement spectral se traduit par un maximum de la densité spectrale de puissance optique plus important. Nous pouvons donc observer sur cette figure que l'accrochage total (en fréquence et en phase) se fait de manière progressive, au fur et à mesure que la puissance injectée l'emporte sur l'émission spontanée du laser esclave libre. Nous pouvons aussi remarquer une saturation de l'amplification lorsque la puissance injectée atteint les  $-35$  dBm, due évidemment à la saturation du gain dans le milieu amplificateur qu'est le laser esclave pour le signal injecté.

<sup>6</sup>La résolution du Fabry-Perot d'analyse est insuffisante pour résoudre le spectre optique maître. Ainsi, le spectre optique réel (résolu) du laser esclave totalement accroché est plus fin spectralement et de plus grande amplitude.

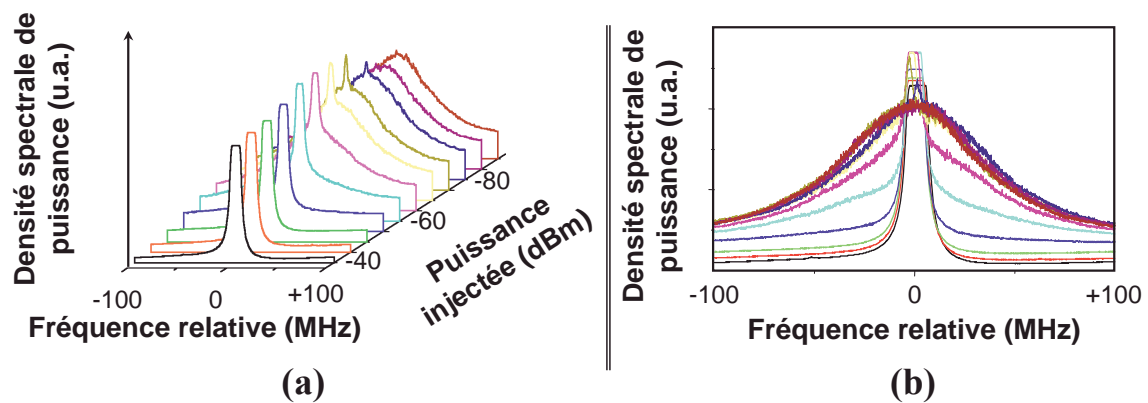


FIG. 4.24 – Piédestal du spectre du laser injecté à 1,4 fois le seuil.

(a) : évolution spectrale du laser esclave injecté avec la puissance injectée.

(b) : superposition des densités spectrales de puissance présentées en (a).

Afin de conserver une bonne résolution pour chaque piédestal, nous avons gardé fixe l'échelle verticale de l'oscilloscope relié au Fabry-Perot d'analyse. On observe ainsi une troncature des spectres optiques pour des puissances injectées supérieures à -75 dBm, qui n'a aucune origine physique.

Afin d'étudier plus en détails l'accrochage progressif du laser lorsque nous augmentons la puissance injectée, nous allons nous concentrer sur l'évolution spectrale du piédestal, tel que présenté sur la figure 4.24. Nous observons ainsi clairement sur cette figure un transfert progressif de l'énergie de l'esclave vers le pic maître. Pour des puissances injectées inférieures à -90 dBm, le spectre du laser observé au Fabry-Perot n'est pas modifié : c'est le spectre du laser esclave libre. Lorsque la puissance injectée augmente, nous constatons l'apparition d'un pic à la fréquence maître et de même largeur que le maître : la raie esclave diminue progressivement au profit de la raie maître. Pour des puissances injectées supérieures à -30 dBm, toute l'énergie de l'esclave est contenue dans un pic de même fréquence et de même largeur de raie que le maître : le laser esclave est totalement accroché. Le graphe (b) en particulier montre bien comment la densité spectrale de puissance du laser esclave injecté tend vers une bande spectrale plus réduite excitée et entretenue par l'injection du signal maître.

Afin d'expliquer de manière phénoménologique le transfert progressif d'énergie que nous observons sur la figure 4.24, nous proposons une analogie avec l'évolution du spectre optique d'un laser à semi-conducteurs alors qu'il passe le seuil. Sous le seuil, nous parlons de fluorescence pour le laser : c'est de l'émission spontanée amplifiée qui couvre une large bande spectrale. Plus le courant de polarisation du laser est important, plus l'inversion de population du milieu amplificateur est grande et plus la fluorescence est importante. Lorsque nous passons le seuil laser, l'inversion de population se bloque à son niveau permanent : on parle de *clamping*. Ainsi, toute augmentation du courant de polarisation au dessus du seuil ne peut se traduire par une augmentation du spontané, et l'intégralité de l'énergie supplémentaire apportée alimente les fréquences résonantes qui voient leur densité spectrale d'énergie croître considérablement, au dépend des autres fréquences. Dans

le cas de l'injection, le laser esclave est polarisé au dessus du seuil, donc l'inversion de population du milieu de gain a déjà atteint son régime permanent. Lorsque nous injectons le signal maître, l'inversion de population conserve son niveau permanent, mais est consommée non plus par les fréquences résonantes du laser esclave libre, mais par celles injectées. Tout comme l'émission spontanée amplifiée cède son énergie aux fréquences lasers, les fréquences lasers de l'esclave libre cèdent leur énergie aux fréquences maîtres injectées. Nous verrons par la suite que l'évolution de la puissance injectée amplifiée dans l'esclave libre versus la puissance injectée a la même allure qu'une caractéristique en puissance versus le courant d'un laser, justifiant ainsi cette analogie. Notons cependant que la saturation haute des deux courbes pour lesquelles nous effectuons une analogie n'est pas de même origine physique pour les deux cas.

#### 4.4.5 Influence du point de fonctionnement esclave

Tout comme nous l'avions fait pour les cartographies, il est bon de s'intéresser à l'influence du courant de polarisation du laser esclave lors des injections de faibles puissances. Nous reportons sur la figure 4.25 les évolutions du piédestal pour différents courants de polarisation de notre laser esclave : à 1,4 fois le seuil (a) et à 2 fois le seuil (b). À 1,4 fois le seuil, la largeur à mi-hauteur du spectre laser esclave libre est de 84 MHz contre 18 MHz à 2 fois le seuil. Nous pouvons remarquer que le transfert d'énergie se fait de manière similaire dans ces deux cas : l'énergie distribuée initialement sur la bande spectrale de l'esclave se concentre progressivement sur la bande spectrale du laser maître lorsque l'on augmente la puissance injectée.

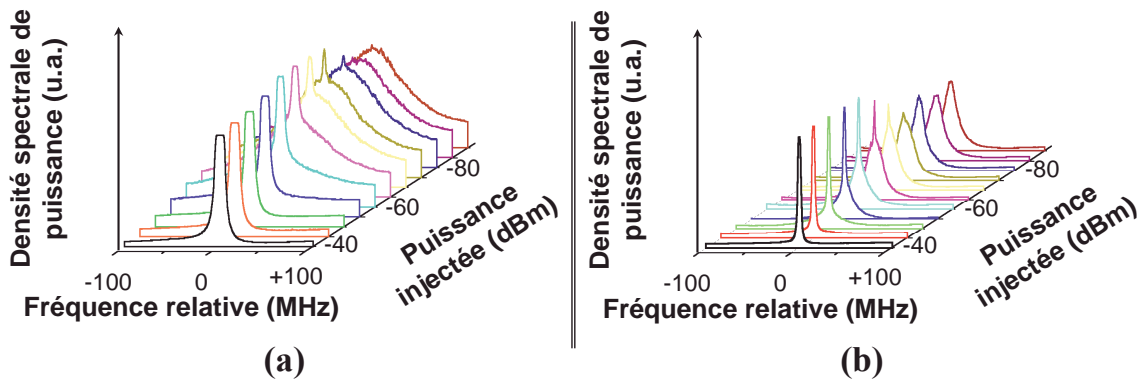


FIG. 4.25 – Piédestal du spectre du laser injecté.

(a) : polarisation à 1,4 fois le seuil ; (b) : polarisation à 2,0 fois le seuil.

Les points les plus intéressants apparaissent sur la figure 4.26 (a), dont le but est d'étudier l'évolution de la composante maître du spectre optique du laser esclave injecté, et ce à différents courants de polarisation. Afin de dresser ces courbes, nous avons étudié dans un premier temps l'évolution des maxima des spectres optiques de l'esclave injecté, donc les maxima du pic maître amplifié exprimé en dB/Hz. Rappelons que les spectres optiques

ne sont pas résolus pour la largeur spectrale maître, les mesures de puissance sont donc relatives à la résolution de l'appareil d'analyse. Afin de pouvoir comparer les différentes courbes obtenues à différents courants de polarisation de l'esclave, il a été nécessaire d'effectuer un calibrage. Pour ce faire, nous savons que la saturation des courbes correspond au régime d'accrochage total pour lequel toute la puissance esclave est contenue dans la largeur spectrale du maître. Ainsi, nous savons que la puissance contenue dans la largeur spectrale du maître lorsque les courbes saturent égale la puissance de l'esclave libre. Un tel calibrage nous permet donc de dresser l'évolution de la puissance maître amplifiée exprimée en dBm, en fonction de la puissance injectée.

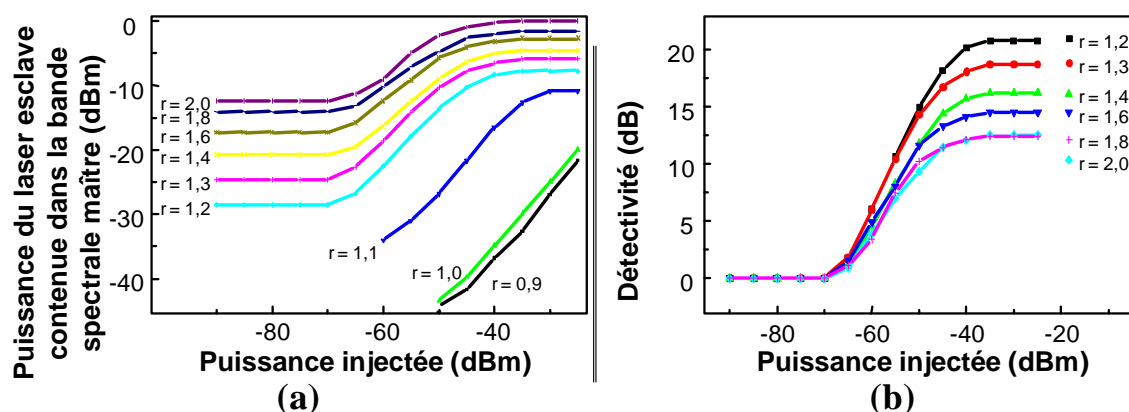


FIG. 4.26 – Évolution des composantes maîtres amplifiées du laser esclave injecté avec la puissance injectée pour différents courants de polarisation.

(a) : évolution de la puissance esclave injecté contenue dans la bande spectrale maître.

(b) : évolution de la détectivité du laser détecteur pour différents courants de polarisation.

Certaines courbes du graphe (a) ne sont pas complétées pour les faibles puissances injectées, car le laser esclave libre est très proche du seuil : son spectre est large et le maximum de la densité spectrale de puissance est proche de zéro donc tend vers l'infiniment négatif en échelle logarithmique, d'où l'absence de points.

Considérons une seule des courbes de la figure 4.26 (a) pour commencer, par exemple celle à 2 fois le seuil. Comme nous avons pu le décrire au paragraphe §4.4.4, l'allure de la courbe s'apparente à une caractérisation en puissance traditionnelle d'un laser, et se compose ainsi de trois parties distinctes (le lecteur aura remarqué que les puissances sont exprimées en unités logarithmiques). Pour les très faibles puissances injectées, la densité spectrale de puissance maître injectée est inférieure à celle de l'émission spontanée amplifiée, et n'est donc nullement amplifiée puisque ce sont les fréquences du laser esclave libre issues du spontané amplifié qui consomment tout le gain disponible : la puissance mesurée correspond donc uniquement à une puissance relative à l'esclave, à savoir la puissance esclave libre contenue dans la bande spectrale du maître. Une deuxième partie correspond à une amplification linéaire (en échelle logarithmique), pour laquelle le signal injecté domine progressivement le spontané amplifié. Tout comme le seuil d'une caractéristique en puissance d'un laser nous donne le point pour lequel le gain compense les pertes, le seuil caractéristique de cette deuxième partie de la courbe doit traduire l'égalité des densités

spectrales de puissance liées à l'émission spontanée amplifiée et au signal injecté. La densité spectrale d'émission spontanée devrait donc pouvoir être évaluée par cette méthode. Enfin, la troisième partie de la courbe traduit la saturation de l'amplification due à une saturation du milieu de gain qu'est le laser esclave.

Une comparaison sur la figure 4.26 (a) des courbes obtenues lorsque nous augmentons le courant de polarisation de l'esclave nous montre que le maximum de la densité spectrale garde la même allure pour les différents courants de polarisation, même au dessous du seuil. Cependant, les maxima de la densité spectrale du laser esclave injecté sont d'autant plus grands que le laser esclave est polarisé loin du seuil, puisque la puissance de sortie de l'esclave libre est d'autant plus grande que le laser est polarisé loin du seuil. Nous remarquons aussi que le seuil de l'amplification linéaire varie en dessous du seuil, mais pas au dessus, dû fait du *clamping* évidemment.

Le lecteur aura peut-être remarqué sur le graphe (a) de la figure 4.26 que la dynamique des courbes présentées diminue lorsque le courant de polarisation de l'esclave augmente : la courbe obtenue à 2,0 fois le seuil varie entre -12,5 dBm et 0 dBm, soit de 12,5 dB alors que celle dressée à 1,2 fois le seuil varie de 20,5 dB. Il est donc plus facile d'observer le pic maître amplifié dans le spectre esclave injecté pour une polarisation proche du seuil du laser détecteur. Afin de montrer clairement ce phénomène, nous avons tracé sur le graphe (b) de la figure 4.26 l'évolution de la détectivité du laser détecteur. Nous définissons cette notion de détectivité comme le rapport (exprimé en unités logarithmiques) de la puissance du laser esclave contenue dans la bande spectrale maître sur celle de l'esclave libre toujours contenue dans la bande spectrale du maître. Plus simplement, nous avons soustrait à chaque courbe du graphe (a) leur minimum respectif. Nous pouvons donc bien vérifier que la détectivité est d'autant plus grande que le laser esclave est polarisé proche du seuil.

#### 4.4.6 Mesure du gain du laser détecteur

Nous avons pu observer dans les parties précédentes que le laser esclave agissait comme un amplificateur pour le signal maître injecté, et pouvons donc caractériser ce composant en étudiant l'évolution du gain avec la puissance injectée.

Compte tenu de l'originalité de cet amplificateur, il est nécessaire dans un premier temps de préciser la notion de gain utilisée. Nous utilisons une définition issue du domaine des télécommunications et qui se rapporte à celle généralement appliquée pour la mesure du gain des amplificateurs à semi-conducteurs. Nous effectuons le rapport entre la puissance de l'esclave contenue dans la bande spectrale du maître sur la puissance injectée, c'est-à-dire que nous prenons les courbes de la figure 4.26 (a) et soustrayons en décibels la puissance injectée. Nous pouvons remarquer sur la figure 4.27 que l'allure générale des courbes est identique à celle d'un amplificateur à semi-conducteurs. La courbe présente une remontée pour les très faibles puissances, un plateau correspondant au gain

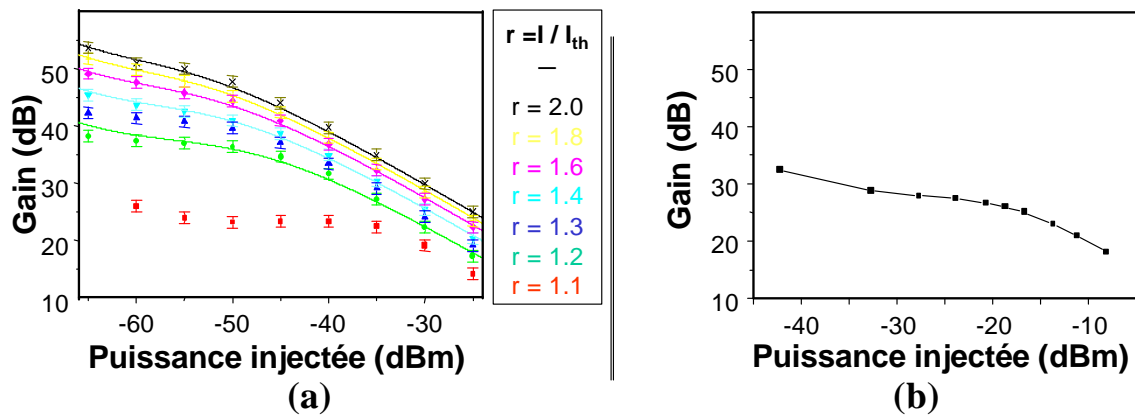


FIG. 4.27 – Évolution du gain du laser détecteur avec la puissance injectée.

(a) : Gain du laser injecté vu comme un amplificateur,  
les points sont des mesures expérimentales,  
les courbes relèvent de la théorie de la fonction d'Airy généralisée.  
(b) : courbe classique de gain d'un amplificateur à semi-conducteurs.

petit signal puis une chute du gain pour les plus fortes puissances injectées. Nous remarquons aussi sans surprise que plus le laser esclave est polarisé loin du seuil, plus le gain petit signal est important, avec des valeurs typiques assez grandes car de l'ordre de la cinquantaine de dB.

#### 4.4.7 Détection de très faibles puissances injectées

Nous avons pu observer sur la figure 4.24 (a) qu'il était possible de détecter des puissances injectées aussi faibles que -80 dBm, par injection optique d'un laser maître cohérent dans un laser spectralement plus large polarisé près du seuil. GABET [71] s'est donc attaché à déterminer quelle était la plus petite puissance injectée qu'il était possible de détecter par cette méthode. Il est important de préciser la nette distinction de nos travaux avec ceux effectués par d'autres équipes [216]-[219], et ce sur deux points fondamentaux. Le premier est que ces équipes n'utilisent pas un laser polarisé au dessus du seuil, mais des structures amplificatrices. Le deuxième point, conséquence du premier, est que le gain obtenu avec ces structures est de l'ordre de la trentaine de dB, contre une cinquantaine en ce qui nous concerne : il n'est donc pas possible par ces méthodes de détecter d'aussi faibles puissances que par la méthode ici présentée. D'autres équipes [220] [221] utilisent aussi un laser comme amplificateur, mais en dessous du seuil. La détection de très faibles puissances injectées utilisant l'injection optique d'un laser polarisé au dessus du seuil est donc non seulement originale, mais aussi et surtout plus performante.

L'expérience de détection de faibles puissances injectées est décrite dans la thèse de GABET [71]. Puisque la simple détection à l'aide d'un analyseur de spectre optique Fabry-Perot ne permet pas de détecter des puissances inférieures à -80 dBm, il utilise une méthode de détection cohérente dont le principe réside sur la mesure des battements entre le signal



maître décalé en fréquence (de 80 MHz) et l'esclave injecté. La composante maître amplifiée du spectre de l'esclave injecté et le signal maître sont cohérents et génèrent un battement micro-ondes que nous pouvons observer via un détecteur sur un analyseur de spectre électrique. Cette méthode permet de gagner une trentaine de dB dans la détection. La modulation avec une roue dentée<sup>7</sup> du signal injecté permet enfin de gagner quelques dB.

Ainsi, GABET [222] a pu détecter une puissance de -117 dBm continue à température ambiante pour un temps de détection<sup>8</sup> de 25 ms, ce qui correspond à un paquet de 3900 photons<sup>9</sup> par temps de détection à 1,55  $\mu\text{m}$ .

Les travaux réalisés avec Olivier VAUDEL [215] nous ont permis de détecter -117 dBm mais par paquet de 260 photons seulement, le temps de détection ayant été réduit par augmentation de la fréquence de rotation de la roue dentée. À notre connaissance, cette performance est inégalée à cette longueur d'onde et à température ambiante.

Nous pensons pouvoir diminuer encore de plusieurs dizaines de dB la puissance détectée. L'utilisation d'une détection synchrone<sup>10</sup>, d'un laser de fréquence stabilisée de DICOS<sup>11</sup>, et de filtres électriques adaptés afin d'épurer le signal de battement devraient en effet nous permettre d'atteindre des puissances injectées particulièrement faibles. Ces études sont donc toujours en cours et font l'objet d'une attention particulière compte tenu de leur fort potentiel, notamment dans des applications telles que le cryptage de l'information par communications à un photon.

Enfin, nous avons aussi pu cerner quelques instabilités à la détection, dues à la trop grande longueur de cohérence du laser maître. Le champ maître décalé en fréquence et le très faible champ maître amplifié par le laser esclave injecté ont une référence de phase commune, puisqu'ils proviennent de la même source et que la différence de chemin optique parcourue par ces deux champs est trop faible pour les décorrélérer. Mais cette différence de chemin optique est instable dans le temps du fait notamment des variations thermiques auxquelles sont sensibles les fibres optiques, entraînant une variation de la phase relative du signal de battement comme ont pu le montrer VAUDEL [215], ou encore BOUYER [23] dans un autre contexte. Une solution à ce problème serait de décorrélérer les signaux avant recombinaison, par l'ajout d'une longueur de fibre supérieure à la longueur de cohérence de la source, en l'occurrence de 2,5 km. Mais l'expérience est à maintien de polarisation donc une telle solution reste trop onéreuse. Nous avons cependant découvert et expliqué ce point critique et l'expérimentateur peut donc effectuer les expériences en toute connaissance de cause.

<sup>7</sup>La roue dentée est plus communément appelée *chopper*.

<sup>8</sup>Le temps de détection est défini par la fenêtre de transmission de la roue dentée.

<sup>9</sup>De la puissance  $P_i$ , nous pouvons déterminer l'énergie  $E$  détectée sur un temps de mesure  $T$ . Puisque l'énergie de  $n$  photons est reliée à la fréquence  $\nu$  par la relation  $E = n \cdot h \cdot \nu$ , et à la puissance par la relation  $E = P \cdot T$ , nous pouvons déduire le nombre de photons.

<sup>10</sup>La détection synchrone est communément appelée *Lockin*.

<sup>11</sup>DICOS Technologies, 1400 boulevard du Parc-Technologique, Suite 200, QUÉBEC (QUÉBEC), G1P 4R7, CANADA.

## 4.5 Attraction et répulsion en fréquence

Seul le paragraphe §4.4 nous a permis de présenter l'évolution des spectres optiques du laser injecté avec la puissance injectée, et ce pour un désaccord nul seulement. Nous allons donc présenter ici l'évolution spectrale du laser esclave injecté avec la puissance injectée, ou encore le désaccord, mais pour un désaccord non nul cette fois.

### 4.5.1 Présentation

Lors d'une injection optique avec un désaccord non nul, le modèle théorique d'ADLER [187] montre que nous observons un effet d'attraction en fréquence<sup>12</sup>. La figure 4.28 (a) présente ce phénomène d'attraction en fréquence : nous pouvons observer la fréquence du laser esclave se rapprocher de la fréquence maître lorsque la puissance injectée augmente (cela est aussi vrai lorsque le désaccord diminue). Mais nous avons aussi observé l'effet contraire, soit un effet de répulsion<sup>13</sup> en fréquence [17] comme le montre la figure 4.28 (b). Nous pouvons observer pour ce dernier phénomène la fréquence de l'esclave libre s'éloigner de celle du maître lorsque la puissance injectée augmente (cela serait aussi vrai si nous diminuions le désaccord). Précisons que nous parlons bien d'effets d'attraction (ou de répulsion), à savoir que la fréquence du laser esclave se rapproche (ou s'éloigne) de celle du maître, et ce quel que soit le signe du désaccord.

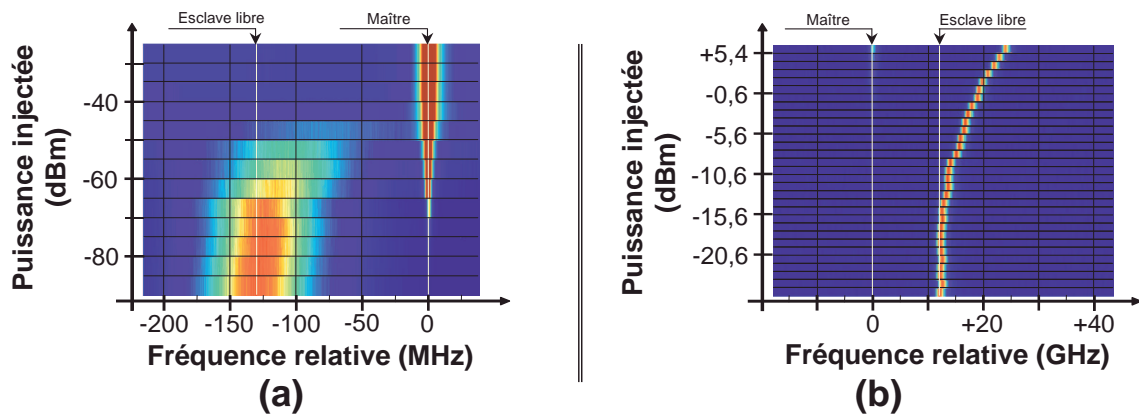


FIG. 4.28 – Évolution du spectre optique du laser esclave injecté lors des phénomènes d'attraction et de répulsion en fréquence.

*Le graphe (a) représente l'attraction alors que le graphe (b) montre la répulsion.*

*Les différentes teintes correspondent aux amplitudes des spectres optiques du laser esclave injecté.*

*(a) : le laser esclave est polarisé à 1,4 fois le seuil, le désaccord est de +127,5 MHz.*

*(b) : le laser esclave est polarisé à 4 fois le seuil, le désaccord est de -12 GHz.*

*Les spectres du graphe (a) sont acquis au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz, donc seul le spectre esclave est résolu. Les spectres du graphe (b) sont acquis au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 10 GHz, donc ni l'esclave ni le maître ne sont résolus.*

<sup>12</sup>L'attraction en fréquence est plus connue sous le nom anglais de *pulling*.

<sup>13</sup>La répulsion en fréquence est plus connue sous le nom anglais de *pushing*.

Les phénomènes d'attraction et de répulsion s'observent en fait sous des conditions différentes. Nous observons un effet d'attraction lorsque l'esclave est polarisé près du seuil alors que la répulsion apparaît pour une polarisation plus loin du seuil. En termes de puissance, la répulsion s'observe pour des puissances injectées supérieures à -30 dBm, alors que l'attraction s'observe pour des puissances injectées très faibles allant de -30 dBm à -80 dBm (le laser est polarisé proche du seuil donc plus facilement perturbé). Afin de détecter de si faibles puissances, nous avons montré qu'il était nécessaire de polariser le laser détecteur près du seuil [71], à un courant de polarisation de l'ordre de 1,4 fois le courant de seuil par exemple.

Le phénomène de répulsion en fréquence est observé et expliqué depuis longue date dans de nombreuses expériences, notamment pour l'injection optique [223], alors que nous présentons à notre connaissance celui d'attraction en fréquence pour la première fois [224]. La répulsion est en effet beaucoup plus facile à observer que l'attraction car sa dynamique est beaucoup plus lente : une faible variation de la puissance injectée ou du désaccord change de peu la répulsion de l'esclave mais de beaucoup l'attraction. De plus, l'observation de l'attraction nécessite un montage expérimental de grande qualité afin de pouvoir injecter de très faibles puissances avec stabilité et répétabilité.

#### 4.5.2 Expérience

La répulsion a déjà été largement étudiée, notamment au laboratoire [17]. Nous détaillons donc ici l'étude originale de l'attraction. Le montage expérimental reste le même que celui présenté pour l'injection de faibles signaux figure 4.21 (§4.4). Comme nous l'avons déjà dit, nous pouvons observer ce phénomène d'attraction en faisant varier le désaccord ou la puissance injectée. Nous avons préféré faire varier la puissance injectée, car nous la contrôlons mieux que la fréquence dont la précision est réduite par la gigue du laser esclave. De plus, la dynamique de l'attraction est plus lente lorsque nous faisons varier la puissance injectée que par variation du désaccord.

La figure 4.29 présente l'attraction observée expérimentalement. Nous constatons tout d'abord que pour une puissance injectée de -30 dBm, nous avons accrochage total : le laser esclave lase à la fréquence maître avec la largeur spectrale du maître. Nous observons aussi que la fréquence du laser esclave est attirée vers la fréquence maître, nous remarquons l'élargissement spectral de la composante propre à l'esclave libre et la saturation du pic à la fréquence maître.

La grande difficulté de cette étude est la gigue thermique de notre laser esclave. En effet, nous avons dit que l'attraction était particulièrement sensible aux variations du désaccord. Or, nous mesurons une gigue thermique de  $\pm 10$  MHz de notre source esclave, ce qui correspond à une variation de température de  $\pm 0,8$  mK (dérive de  $+12$  GHz/K). Cette gigue de 10 MHz est un problème lorsque l'on mesure l'attraction sur une plage de 200 MHz. Compte tenu du fait que les variations de température ont une dynamique de

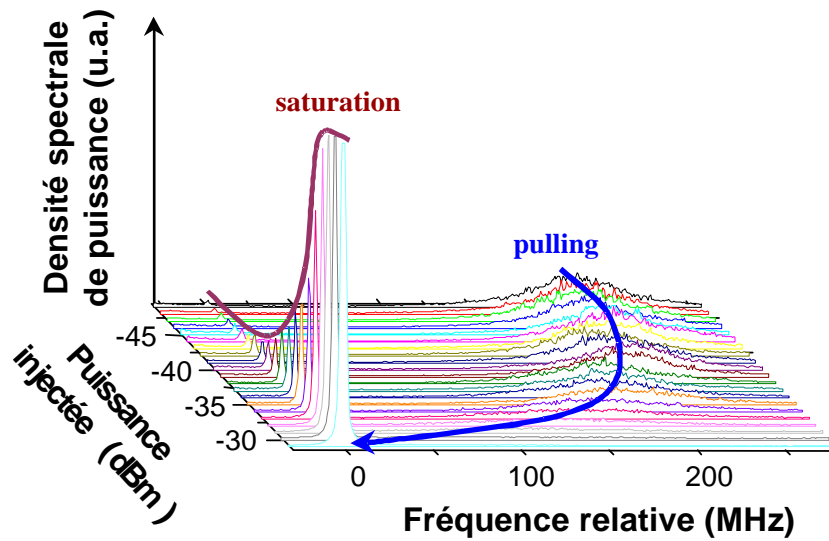


FIG. 4.29 – Évolution du spectre optique du laser esclave injecté soumis au phénomène d'attraction en fréquence.

*Le laser esclave est polarisé à 1,7 fois le seuil et le désaccord est de -209 MHz.*

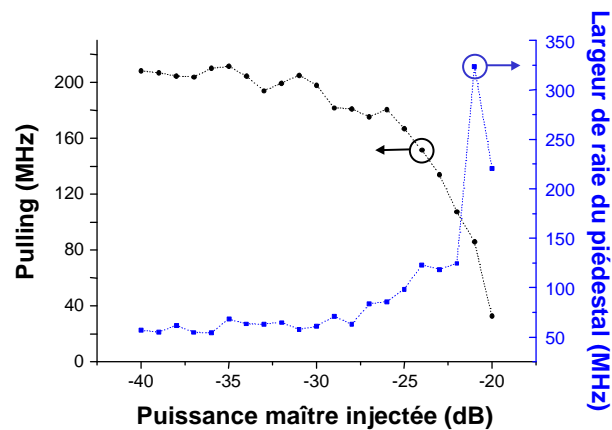


FIG. 4.30 – Attraction et largeur spectrale à 1,7 fois le seuil pour un désaccord positif.

l'ordre de la seconde, nous avons tenté d'automatiser l'expérience de telle sorte que nous fassions varier la puissance injectée sur une plage de 60 dB avec un pas de 1 dB en moins d'une seconde. La limite de rapidité des atténuateurs disponibles sur le marché nous a rendu la tâche impossible, mais nous arrivons toute de même à parcourir ces 60 dB en moins de 10 s par pas de 1 dB. Les résultats obtenus et traités sont présentés figure 4.30. L'attraction est nettement mise en évidence, de même que l'élargissement spectral de la partie esclave libre du spectre du laser esclave injecté, ce qui était le but de l'expérience.

## 4.6 Synchronisation de chaos

### 4.6.1 Introduction

De nombreuses études portent depuis une vingtaine d'années sur le cryptage des transmissions optiques afin de protéger les informations confidentielles qui pourraient circuler dans les fibres optiques. L'idée originale de la synchronisation de chaos est proposée par PECORA [225] en 1990, et des études plus récentes en montrent la faisabilité expérimentale, notamment celles de VANWIGGEREN<sup>14</sup> [46] [226] ou encore celle de GOEDGE-BUER [47]. L'idée simple consiste à transmettre un signal noyé dans le chaos afin qu'un pirate éventuel ne puisse le comprendre. Le chaos a un ordre, le signal chaotique est d'autant moins structuré que l'ordre du chaos est grand, donc la sécurité du cryptage passe par un chaos d'ordre élevé. Il est aussi fondamental que le destinataire de l'information puisse la comprendre, d'où la nécessité de synchroniser le signal chaotique afin d'en extraire par une technique de battement l'information transportée. Plusieurs méthodes existent que ce soit pour la génération ou pour la synchronisation du chaos. Une méthode largement utilisée pour la génération de chaos repose sur la contre-réaction optique d'un laser à semi-conducteurs [227], avec comme principal attrait l'ordre élevé du chaos ainsi généré. Quant à la synchronisation, elle passe généralement par l'utilisation d'une injection optique [49] [48]. Nous allons ici utiliser l'injection optique à la fois pour la génération du chaos, et pour la synchronisation. Un grand intérêt à la génération de chaos par injection optique est le contrôle précis des paramètres de contrôle de l'injection, donc du chaos généré. Les résultats expérimentaux ont été obtenus par Céline GUIGNARD.

### 4.6.2 Présentation de l'expérience

Puisque nous souhaitons réaliser une synchronisation de chaos, il est tout d'abord nécessaire de générer un signal chaotique. Pour ce faire, nous avons pu voir au paragraphe §4.2 qu'il est possible de générer du chaos par injection optique, en choisissant judicieusement la puissance injectée et le désaccord. Nous dénommerons *laser esclave 1* ce premier laser injecté, qui est installé sur le montage esclave. Afin de pouvoir étudier la synchronisation de chaos, nous allons injecter ce signal chaotique dans un deuxième laser que nous dénommerons *laser esclave 2*, et qui sera installé sur le montage détecteur. Nous utilisons donc trois lasers pour cette expérience. Le laser maître est une source accordable, les deux lasers injectés sont des puces à semi-conducteurs polarisées à 1,5 fois leur seuil.

Nous présentons sur la figure 4.31 une cartographie de ces deux puces injectées par la source accordable. Le lecteur pourra remarquer que ces cartes sont succinctes, sans représentation des zones bistables et sans distinction entre régime multi-ondes simple et régime de relaxation, car l'intérêt principal est de localiser les régimes chaotiques. Nous remar-

<sup>14</sup>VANWIGGEREN démontre une transmission cryptée en espace libre sur une distance de 1,5 km à un débit de 126 Mbits/s avec un chaos d'ordre élevé.

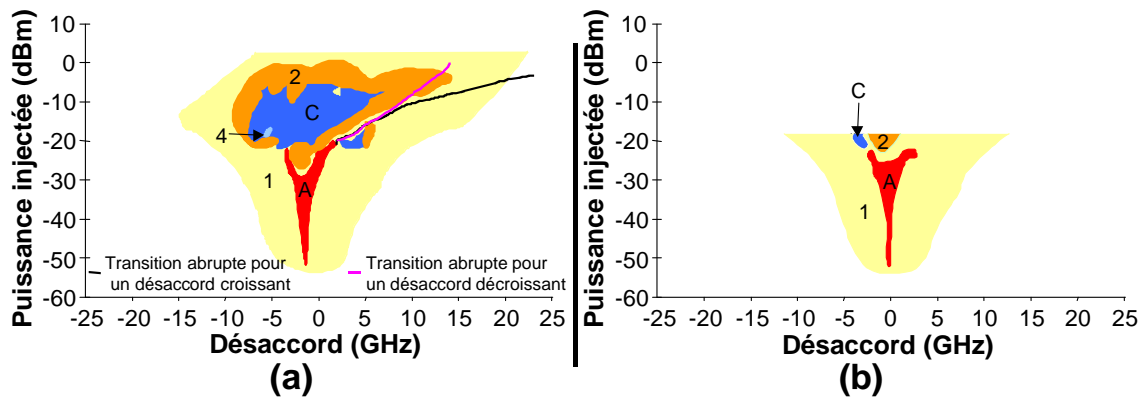


FIG. 4.31 – Cartographies succinctes des diodes.

(a) : cartographie du laser esclave 1,

(b) : cartographie du laser esclave 2.

A : accrochage total, 1 : mélange d'ondes simple, 2 : mélange d'ondes double,  
 4 : mélange d'ondes quadruple, C : chaos, blanc : décrochage.

quons tout de même une allure semblable aux cartographies présentées au paragraphe §4.2. Nous remarquons aussi que la cartographie de l'esclave 2 n'a pu être complétée pour des puissances injectées supérieures à -18 dBm du fait des pertes importantes à l'injection sur le montage détecteur.

La figure 4.32 présente le montage expérimental. Nous reconnaissons la ligne maître déjà rencontrée avec la source accordable suivie d'un atténuateur variable, puis un coupleur permettant de calibrer la puissance injectée et de mesurer le désaccord. Le maître est injecté dans le premier laser esclave à l'aide d'un circulateur, avec une puissance injectée et un désaccord tels que le fonctionnement de l'esclave injecté soit chaotique. Ce signal chaotique est extrait par le circulateur et envoyé dans un deuxième laser esclave après amplification. Les signaux des deux esclaves injectés sont finalement acquis par des détecteurs rapides de bande passante 15 GHz et observés avec un oscilloscope<sup>15</sup> temps réel de bande passante 5 GHz. Notons que cet oscilloscope est en réalité un oscilloscope à échantillonnage de 20 GHz, permettant ainsi l'observation d'un signal dit temps réel de fréquences inférieures à 5 GHz. Le signal en sortie de l'esclave 2 est aussi analysé avec un analyseur de spectre Fabry-Perot et un analyseur de spectre électrique afin de pouvoir observer son régime d'injection.

#### 4.6.3 Résultats expérimentaux

Nous souhaitons injecter le signal chaotique, issu de la première injection, dans l'esclave 2 pour différents désaccords et différentes puissances. Pour ce faire, nous varions le courant de pompe de l'amplificateur optique pour les variations de puissance, et la température de l'esclave 2 pour les variations de désaccord. Nous remarquons donc quelques

<sup>15</sup>Nous utilisons un oscilloscope Wavemaster de chez Lecroy.

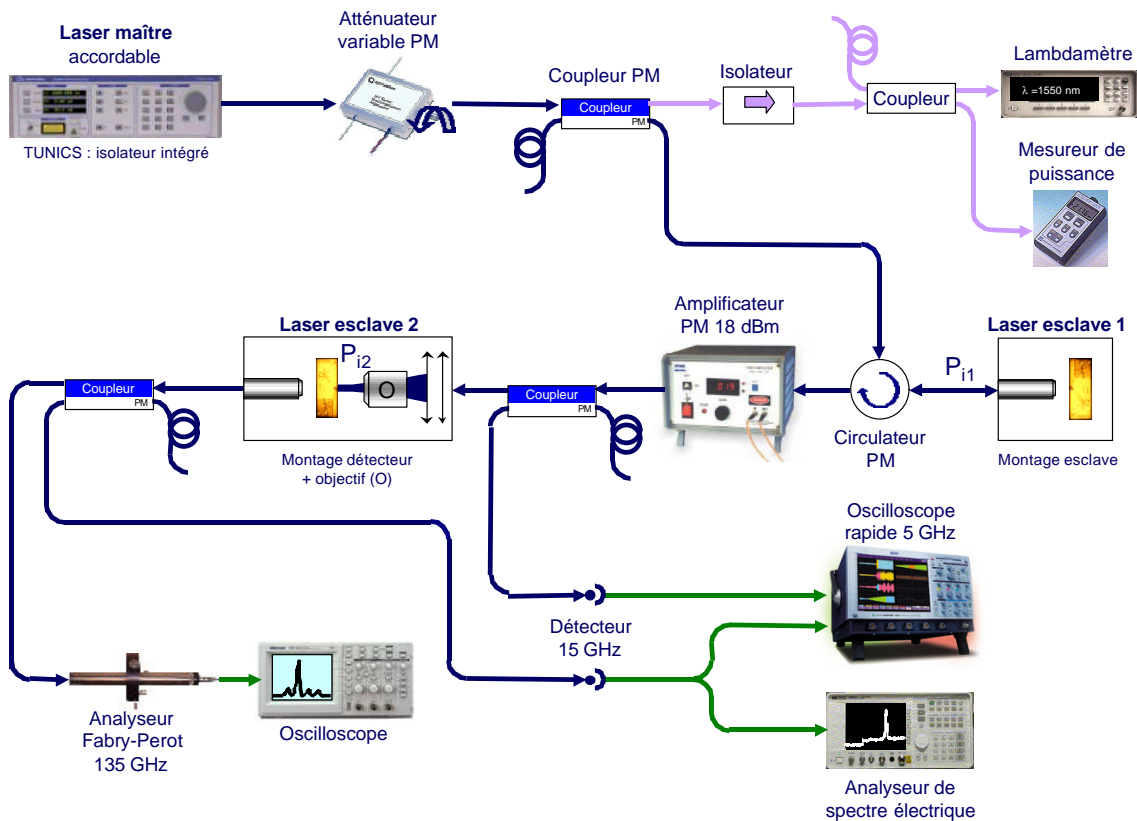


FIG. 4.32 – Montage expérimental pour l'étude de la synchronisation de chaos.

*Tous les éléments du montage sont à maintien de polarisation, à l'exception de la partie mesure des caractéristiques maîtres (puissance et longueur d'onde).*

inconvenients à cette méthode, car varier le courant de pompe de l'amplificateur change le rapport signal sur bruit, et varier la température de l'esclave change son point de fonctionnement.

Nous essayons alors de déterminer les désaccords pour lesquels le chaos est transmis à l'esclave 2. A priori, nous pourrions penser générer du chaos à la sortie de l'esclave 2 s'il est injecté de telle sorte que les paramètres de l'injection correspondent au régime d'accrochage de la carte présentée figure 4.31 (b), ou encore au régime chaotique de cette même carte. En fait, nous pouvons nous apercevoir sur la figure 4.33 que l'esclave 2 a un comportement chaotique lorsqu'il est injecté par le signal chaotique ayant une puissance comprise entre -35 dBm et -21 dBm, et un désaccord qui recouvre le régime de mélange simple ou d'accrochage total sur la carte présentée figure 4.31 (b). Différents points de fonctionnement de l'injection de l'esclave 1 permettent d'obtenir un régime chaotique, mais quel que soit ce point de fonctionnement, la carte présentée sur la figure 4.33 reste valide.

Nous avons acquis des traces temporelles du signal chaotique de l'esclave 2 et de l'esclave 1 afin de compléter cette étude, mais n'avons toujours pas traité ces données, car cela représente un travail considérable, qui s'inscrira dans un doctorat qui débute actuellement par Olivier VAUDEL, et sur le thème spécifique de la synchronisation de chaos. L'intérêt

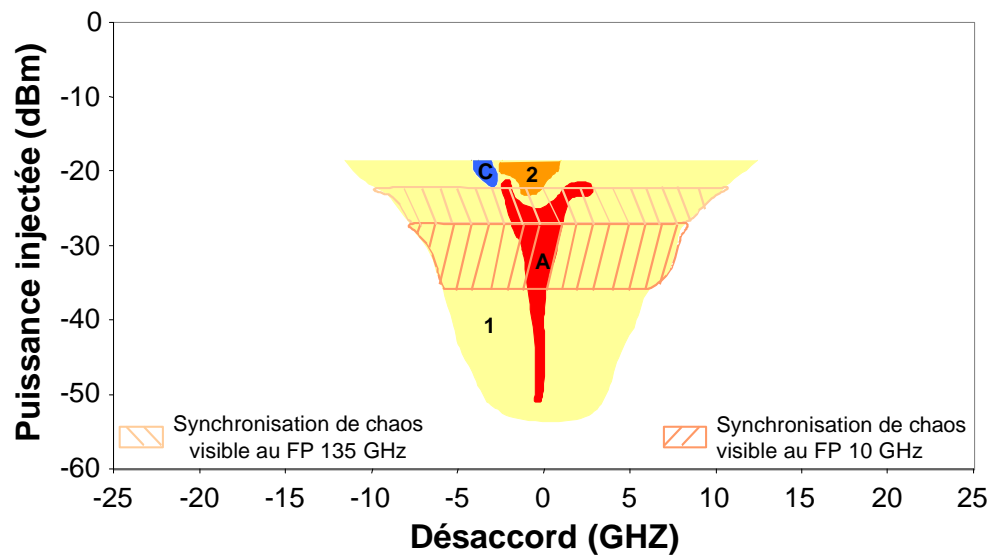


FIG. 4.33 – Cartographie du transfert de chaos associée à la carte d'injection du laser esclave 2.

*A : accrochage total, 1 : mélange d'ondes simple,  
2 : mélange d'ondes double, C : chaos, blanc : décrochage.*

de telles acquisitions est d'établir une corrélation éventuelle entre les traces des deux esclaves afin de déterminer le degré de synchronisation du chaos entre ces deux lasers, afin de s'assurer que le chaos n'est pas que transmis, auquel cas aucune cohérence n'existerait entre les deux chaos. Cette étude est donc à compléter, car son application au cryptage de l'information n'est possible que s'il y a synchronisation.





## Chapitre 5

# Injection optique d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre. Nous ne disposons pas de puces à semi-conducteurs pour lesquelles l'effet laser se produise à la même longueur d'onde que les lasers fabriqués à l'Université Laval : nous avons donc utilisé un laser à fibre de Southampton pour étudier l'injection hybride recherchée.

### 5.1 Injection usuelle

Nous allons dans un premier temps nous placer dans le cas d'une injection usuelle, à savoir l'injection optique de puissances supérieures à -30 dBm pour un laser polarisé loin du seuil. Le principal inconvénient du laser à fibre de Southampton est qu'il est scellé dans un conditionnement commercial ne nous permettant pas de l'accorder, ni de manière thermique ni par étirement. Ainsi, le seul moyen de varier le désaccord lors des expériences d'injection est de varier la température de l'esclave. Il est à noter cependant que le seuil d'un laser à semi-conducteurs est d'autant plus grand que la température est grande : nous changeons donc quelque peu le point de fonctionnement esclave en balayant le désaccord. Afin de pouvoir accorder la puce à semi-conducteurs et le laser à fibre, nous avons dû polariser celle-ci à 5 fois le seuil, et la chauffer d'au moins 10 °C au dessus de la température ambiante.

#### 5.1.1 Montage expérimental

Nous présentons tout d'abord sur la figure 5.1 le montage expérimental utilisé pour l'étude de cette injection hybride. Le laser maître est donc le laser à fibre à contre-réaction répartie de Southampton pompé à 980 nm et soigneusement isolé pour éviter toute contre-réaction optique. Nous remarquons que le laser à fibre est pompé en contra-propagatif afin

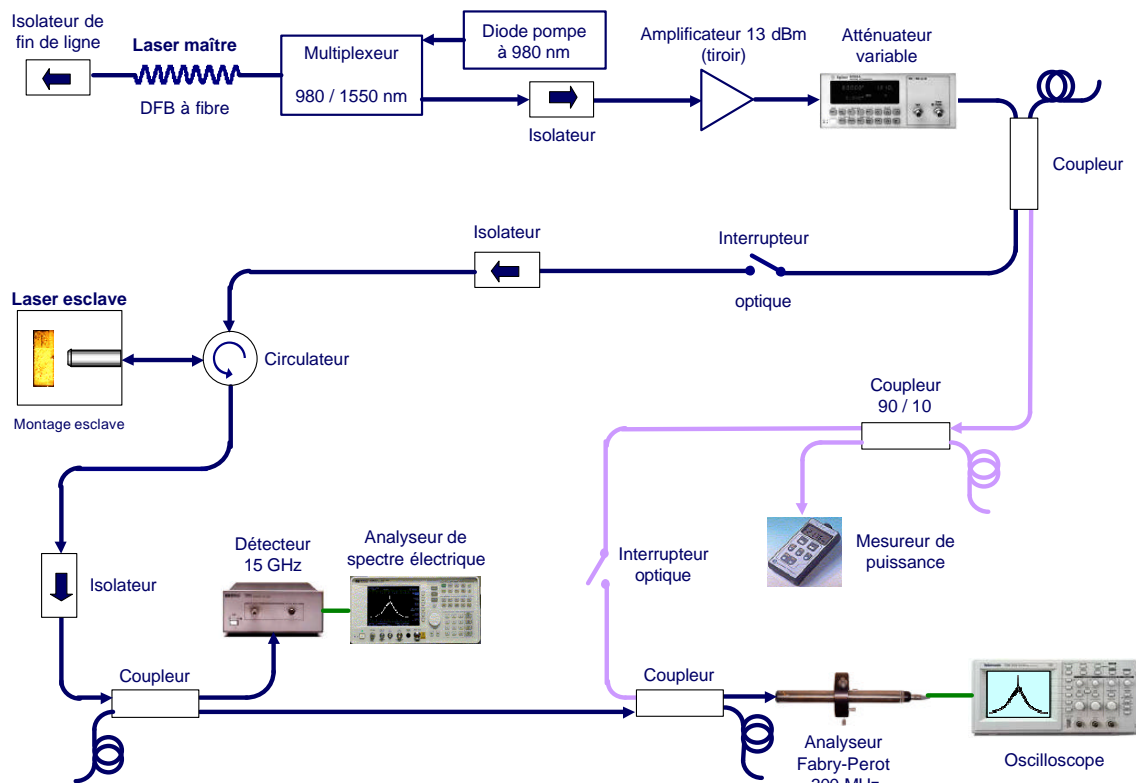


FIG. 5.1 – Montage expérimental de l'injection d'un laser à semi-conducteurs par un laser à fibre. *Aucun élément du montage n'est à maintien de polarisation.*

de s'affranchir du résidu de pompe à la sortie du laser. Le signal maître est amplifié avant de passer à travers un atténuateur variable afin de contrôler la puissance injectée. Un coupleur permet d'extraire le signal maître et de quantifier sa puissance, mais aussi d'observer son spectre optique au Fabry-Perot d'analyse 135 GHz. D'autre part, le signal maître est injecté à l'aide d'un circulateur dans le laser esclave, à savoir une puce à semi-conducteurs de type DFB massif disposée sur le montage esclave. Le signal du laser esclave injecté est extrait via le circulateur et analysé spectralement avec un analyseur de spectre optique Fabry-Perot d'analyse 135 GHz, et un détecteur relié à un analyseur de spectre électrique. Il est important de préciser un point expérimental particulier à cette expérience : suite à une erreur de notre part, la polarisation du signal injecté n'est pas contrôlée. Comme nous avons pu le voir au paragraphe §4.2.5, l'efficacité de l'injection dépend donc de l'état de polarisation du signal injecté.

### 5.1.2 Observations expérimentales

Les observations expérimentales ressemblent de beaucoup à celles effectuées pour l'injection optique entre lasers à semi-conducteurs. Nous avons pu rencontrer les mêmes régimes d'injection, à savoir des régimes d'accrochage, chaotique, de mélange d'ondes

simple et double, ainsi que de la relaxation.

La figure 5.2 (a) présente de grandes similitudes avec les cartographies déjà présentées figure 4.9 pour une injection entre lasers à semi-conducteurs : nous pouvons notamment deviner deux branches pour la zone d'accrochage. Notons que la carte présentée sur la figure 5.2 (a) ne montre pas de zones de chaos car celles-ci apparaissent pour de plus fortes puissances injectées, pour lesquelles le calibrage n'était pas accessible pour de simples raisons expérimentales. La figure 5.2 (b) nous montre une carte dressée pour des désaccords décroissants, alors que la figure (a) l'était pour des désaccords croissants. Nous remarquons ainsi que la branche d'accrochage située aux désaccords négatifs est bistable, et que l'accrochage est plus important en balayant à puissance injectée constante le désaccord dans le sens décroissant que dans le sens croissant. Ces observations sont identiques à celles effectuées dans le cas de l'injection optique entre lasers à semi-conducteurs. Le lecteur aura pu remarquer une certaine imprécision des cartes présentées, due au fait que nous ne contrôlions pas la polarisation lors des expériences. Cependant, les cartes présentées montrent que la nature du laser maître n'influence pas la réponse du laser esclave injecté contrairement à nos attentes. Nous verrons au cours des chapitres sur l'injection optique d'un laser à fibre que c'est en fait la nature du laser esclave qui définit la cartographie loin du seuil.

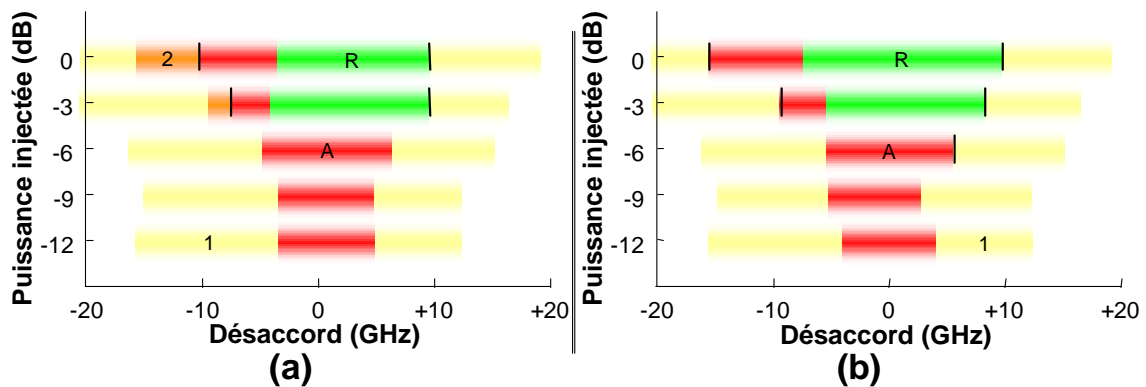


FIG. 5.2 – Cartes de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 5 fois son seuil par un laser à fibre.

(a) : cartographie de l'injection pour des fréquences esclaves décroissantes, soit un désaccord croissant.

(b) : cartographie de l'injection pour des fréquences esclaves croissantes, soit un désaccord décroissant.

*A* : accrochage total, *1* : mélange multi-ondes simple, *2* : mélange multi-ondes double,

*R* : relaxation, *blanc* : décrochage total voire régime bimode.

Les traits verticaux entre deux régimes correspondent à des transitions abruptes.

Nous avons aussi cherché à étudier l'influence de la largeur spectrale du laser maître sur l'efficacité de l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs. Nous avons pour cela effectué une expérience cette fois à maintien de polarisation, en injectant la source accordable à semi-conducteurs dans une puce à semi-conducteurs montée sur le montage esclave et polarisée à 4 fois le seuil. Nous avons fait varier la largeur spectrale du laser maître en le polarisant près du seuil ou loin du seuil, ce qui nous donne des largeurs

(FWHM) de respectivement 500 kHz et 160 kHz. Nous avons ainsi pu vérifier clairement que la cartographie de l'injection du laser esclave ne dépendait pas de la largeur spectrale du laser maître. Nous verrons dans une partie subséquente qu'il en est différemment pour l'injection de faibles signaux.

## 5.2 Injection faibles signaux

Nous nous plaçons ici dans le cas de faibles puissances injectées, à savoir inférieures à -30 dBm, et polarisons le laser esclave à 1,2 fois le seuil.

### 5.2.1 Montage expérimental

Nous nous attachons ici à comparer directement l'injection d'un laser à semi-conducteurs polarisé près du seuil par un laser à fibre ou à semi-conducteurs. Le laser esclave est installé sur le montage détecteur afin de pouvoir étudier l'injection de faibles puissances en évitant toute contre-réaction optique. Deux lasers maîtres vont donc être utilisés : la source accordable à semi-conducteurs ou le laser à fibre de Southampton.

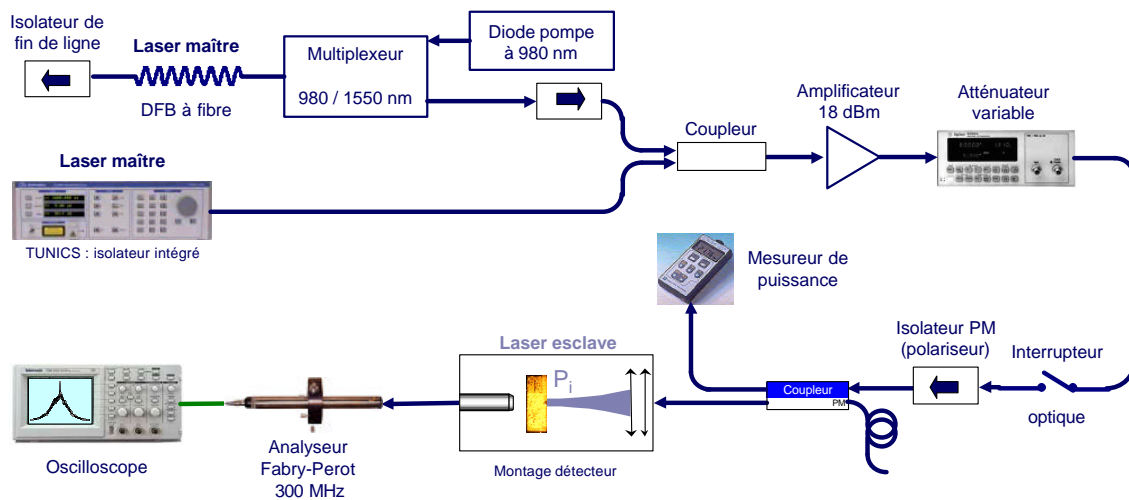


FIG. 5.3 – Montage expérimental pour la comparaison entre une injection faibles signaux d'un laser à semi-conducteurs par un laser à semi-conducteurs ou un laser à fibre.

*Un seul des deux lasers maîtres est allumé à la fois. L'isolateur optique à maintien de polarisation avant l'injection du laser esclave sert de polariseur et permet donc d'assurer une injection scalaire.*

Le montage expérimental est présenté sur la figure 5.3. Nous observons que le laser esclave est monté sur le montage détecteur et que nous pouvons choisir entre les deux lasers maîtres. Notons que nous n'avons évidemment pas réitéré l'erreur effectuée pour le montage expérimental précédent (figure 5.1), et que nous effectuons ici une injection scalaire : nous avons placé un polariseur avant l'injection du laser esclave afin de polariser le signal injecté, et mesurons la puissance polarisée injectée avec le mesureur de puissance. Le

spectre optique du laser esclave injecté est observé par l'utilisation d'un analyseur Fabry-Perot d'intervalle spectral libre 300 MHz.

### 5.2.2 Observations expérimentales

Le spectre optique du laser esclave injecté par de faibles signaux présente exactement la même allure pour les lasers maîtres de différentes natures, à savoir celle présentée figure 4.22. Comme nous l'avons déjà présenté au paragraphe §4.4, nous étudions l'évolution du maximum de la densité spectrale du spectre de l'esclave injecté en fonction de la puissance injectée, et ce pour l'injection successive par deux maîtres de natures différentes. Tout comme le montre la figure 4.26, les courbes présentées sur la figure 5.4 sont

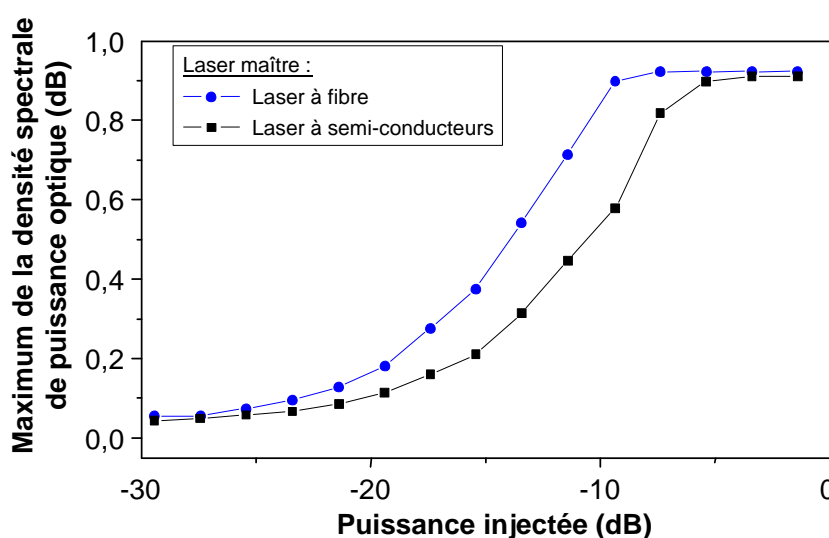


FIG. 5.4 – Injections faibles signaux d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 1,2 fois son seuil.

*Le laser esclave à semi-conducteurs est injecté par un laser à fibre ou par un laser à semi-conducteurs.*

*Puisque nous nous intéressons uniquement à la comparaison entre les deux injections, la puissance injectée n'est pas calibrée mais comparable pour les deux courbes.*

constituées de trois parties. Le plateau constitutif de la première partie, pour les faibles puissances injectées, représente le maxima de la densité spectrale de puissance de l'esclave libre. La saturation constitutive de la troisième partie correspond à l'accrochage total : la puissance de l'esclave accroché se redistribue dans la bande spectrale du laser maître. Les deux lasers maîtres ont des largeurs spectrales différentes : le laser à fibre a une largeur d'environ 50 kHz, à comparer aux 125 kHz de la source accordable à semi-conducteurs. Ainsi, le maximum de la densité spectrale de puissance du laser esclave injecté accroché devrait être supérieure lors de l'injection par le laser à fibre que lors de celle par le laser à semi-conducteurs. Cependant, la résolution spectrale de notre analyseur de spectre Fabry-Perot est bien au dessus des largeurs des sources maîtres, et c'est par conséquent cette résolution qui définit un unique niveau de saturation pour les deux courbes de la figure 5.4. Si nous ne pouvons tirer d'information de ce niveau de saturation, nous pouvons nous

intéresser à la partie linéaire : nous observons que le seuil de déclenchement de la partie linéaire de la courbe du laser à fibre est décalée de 3,5 dB environ vers les faibles puissances injectées. L'injection faibles signaux d'un laser polarisé près du seuil par un laser plus fin spectralement est donc plus efficace qu'un laser plus large, c'est que nous souhaitons démontrer expérimentalement, et ceci justifie l'importance du rapport des largeurs de raie des lasers maître et esclave dans l'étude de l'injection optique. Nous pouvons aussi remarquer que la différence de 3,5 dB entre les deux courbes correspond justement au rapport entre les largeurs de raie des deux lasers maîtres. Nous pensons donc tel que nous l'avions pressenti que nous pouvons proposer ici une nouvelle méthode de mesure de la largeur de raie. Les mesures actuellement proposées pour les faibles largeurs spectrales (inférieures à la vingtaine de kHz) sont délicates, peu précises, parfois même controversées. Afin d'appuyer cette méthode originale, des études théoriques reposant sur le modèle de la fonction d'Airy généralisée ont été engagées.



## **Troisième partie**

# **Injection optique d'un laser à fibre**





**N**OUS avons décrit les phénomènes observés lors de l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs. Nous allons maintenant nous intéresser à l'injection d'un laser à fibre. L'étude de l'injection des lasers à fibre ne se fait pas tout à fait de la même manière ni dans le même domaine que les lasers à semi-conducteurs, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, leurs largeurs spectrales sont beaucoup plus faibles que celles des lasers à semi-conducteurs : nous pensons que les lasers à fibre fabriqués à l'Université Laval ont des largeurs inférieures à la vingtaine de kHz, donc nous ne pouvons résoudre leurs spectres optiques avec nos outils d'analyse. Mais ce manque de résolution spectrale est compensé par des informations supplémentaires dans le domaine temporel. Nous savons en effet que les fréquences de relaxation des lasers à fibre sont de quelques centaines de kHz, bien au dessous de la bande passante des oscilloscopes temps réel que nous avons à disposition, ce qui n'était pas le cas des lasers à semi-conducteurs : nous pouvons donc effectuer une étude temporelle de l'injection beaucoup plus complète que dans le cas des lasers à semi-conducteurs. Notons enfin une difficulté expérimentale supplémentaire pour les expériences sur les lasers à fibre : nous n'avons pas de lasers à fibre PM, donc d'expérience à maintien de polarisation, ce qui diminue le confort de l'expérimentateur qui doit en permanence ajuster la polarisation.



## Chapitre 6

# Injection optique d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs

Nous allons étudier dans ce paragraphe l'injection d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs. Le laser maître est la source accordable commerciale à semi-conducteurs, et le laser esclave est un laser DFB à fibre codopée erbium-ytterbium fabriqué à l'Université Laval.

### 6.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est présenté figure 6.1. Il s'apparente à celui utilisé lors de l'injection des lasers à semi-conducteurs (cf. figure 4.21 au paragraphe §4.4). On retrouve la même ligne maître avec la source accordable, un amplificateur, un atténuateur variable, et une mesure de la puissance après un coupleur. La principale différence avec les expériences effectuées avec les lasers à semi-conducteurs est que le laser à fibre n'est pas à maintien de polarisation, donc aucun élément du montage n'est à maintien de polarisation, ce qui limite la répétabilité et la stabilité des mesures. Cependant, nous insérons un contrôleur de polarisation avant le laser esclave pour étudier de manière qualitative l'influence de la polarisation. Le laser esclave est pompé à 980 nm via un multiplexeur et soigneusement isolé entre deux isolateurs optiques. Nous pouvons observer le spectre électrique du laser esclave injecté ainsi que l'évolution temporelle de l'intensité. Nous observons aussi le spectre optique du laser esclave injecté à l'aide d'un analyseur Fabry-Perot, et pouvons au besoin superposer le signal maître injecté. Afin de bien stabiliser le laser à fibre, celui-ci est plongé dans la rainure remplie de graisse thermique d'une plaque de cuivre. La température de cette plaque peut-être contrôlée à l'aide d'un élément à effet Peltier, d'un radiateur et d'une thermistance. Cependant, le montage est passif (aucune régulation active) dans les premières expériences, puis actif par la suite.

Enfin, il est bon de noter un point quant à la puissance injectée dans le laser esclave. Nous savons en effet que le miroir du laser à fibre est particulièrement réflectif, avec une ré-

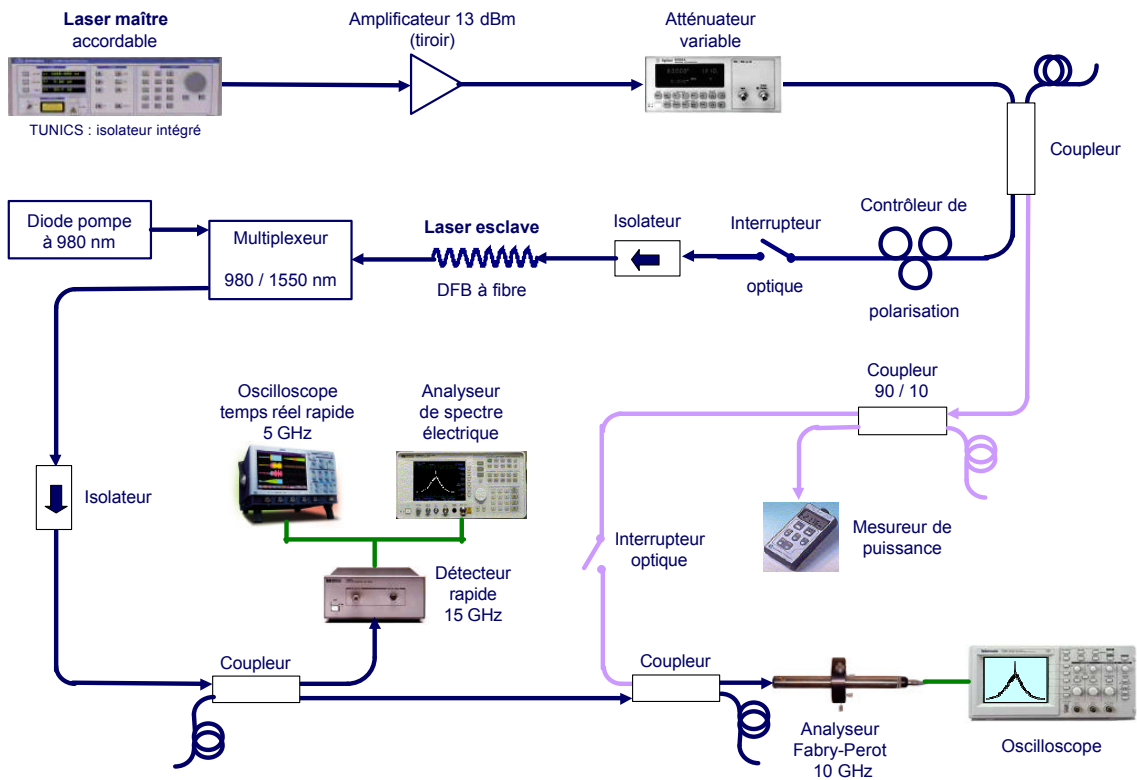


FIG. 6.1 – Montage expérimental pour l'injection d'un laser à semi-conducteurs dans un laser à fibre.

*Aucun élément du montage expérimental n'est à maintien de polarisation.*

flexivité maximale de l'ordre de 99,999 %. Puisque nous essayons d'injecter à travers ce miroir, il est évident que la puissance maître qui pourra pénétrer dans le laser à fibre sera très faible à la longueur d'onde de Bragg, et que la dépendance des phénomènes d'injection avec le désaccord sera plus importante que dans le cadre de l'injection d'un laser à semi-conducteurs pour lequel le réseau est beaucoup plus faible.

## 6.2 Caractérisation de l'esclave

Un des intérêts de la fabrication des lasers à fibre DFB est d'avoir une grande connaissance du composant, ce qui permet sans difficulté d'expliquer de nombreuses observations expérimentales.

Nous présentons sur la figure 6.2 une caractérisation en puissance et spectrale du laser esclave libre. Le graphe (a) montre un seuil relativement bas de 24,9 mW, et surtout une bonne efficacité de 1,1 %. Le graphe (b) nous montre un fonctionnement monomode longitudinal et sur une seule polarisation. Comme nous l'avons décrit au paragraphe §3.4, il subsiste cependant un mode de polarisation sous-jacent dont l'écart en fréquence au mode principal est de 1,27 GHz, et dont le rapport en puissance avec le mode principal est

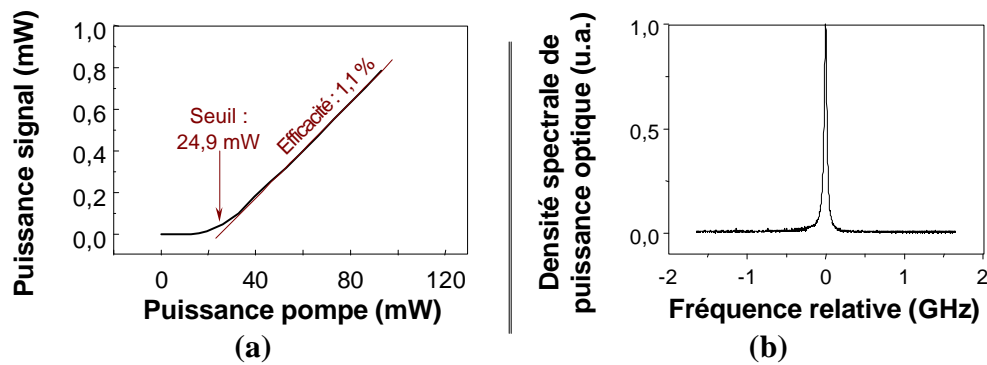


FIG. 6.2 – Caractérisation du laser esclave libre.

(a) : caractéristique en puissance du laser à fibre. Le signal à 1550 nm tient compte des pertes de sortie du multiplexeur, de même que la puissance de pompe tient compte des pertes d'entrée du multiplexeur.

(b) : spectre optique du laser esclave libre obtenu avec le Fabry-Perot d'analyse d'ISL 10 GHz.

supérieur à 28 dB, la mesure étant limitée par la finesse de notre outil d'analyse.

### 6.3 Laser esclave pompé à 4 fois le seuil

Nous allons dans un premier temps pomper l'esclave relativement loin du seuil, à 4 fois le seuil. Le spectre optique de l'esclave injecté n'est perturbé par la présence du maître qu'autour de deux désaccords bien définis, à savoir lorsque le maître est autour de la fréquence de l'esclave libre ou lorsqu'il est autour de la fréquence du deuxième mode de polarisation du laser à fibre. Nous allons donc étudier les phénomènes d'injection autour de ces deux désaccords caractéristiques.

#### 6.3.1 Puissance injectée constante et désaccord variable

Nous injectons une puissance maître constante de 0 dBm, et allons étudier l'évolution du spectre optique du laser esclave injecté avec le désaccord.

Le premier cas consiste à étudier l'injection autour de la fréquence du mode fondamental de l'esclave libre. Nous avons observé dans le spectre du laser esclave injecté une composante maître amplifiée qui suit évidemment le désaccord. Pour de très faibles valeurs du désaccord, nous pouvons remarquer une plage d'accrochage total pour laquelle toute la puissance de l'esclave est contenue à la fréquence maître. Cette plage est étroite et ne couvre que quelques MHz tout au plus, ce qui est très faible à comparer aux lasers à semi-conducteurs. Une étude plus fine nous a permis de vérifier que l'accrochage ne se fait pas à désaccord nul, mais pour une fréquence maître légèrement inférieure à celle de l'esclave libre, ce qui est cohérent avec les observations effectuées sur les lasers à semi-conducteurs.

Puisque nous pouvons observer des régimes chaotique ou de mélange multi-ondes double pour l'injection d'un laser à semi-conducteurs polarisé à quatre fois son seuil, nous

avons cherché ces régimes en injectant de plus fortes puissances (15 dBm) à l'entrée du laser esclave à fibre mais sans succès : seuls un fonctionnement bimode ou un accrochage apparaissent. Ceci conforte l'idée que la nature du laser esclave définisse les phénomènes d'injection rencontrés. Cependant, nous avons observé une allure curieuse dans le spectre optique du laser injecté, dans une fine zone aux bords des zones d'accrochage du côté des désaccords négatifs seulement. Nous discuterons en détails de cette curiosité au paragraphe §6.5.

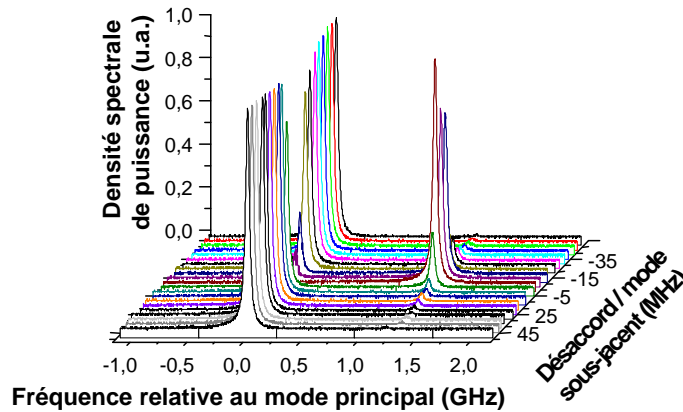


FIG. 6.3 – Excitation du mode de polarisation sous-jacent par injection optique.

*Spectres optiques du laser esclave injecté pompé à 4 fois le seuil pour une puissance injectée constante de 0 dBm et un désaccord variable croissant. Les spectres sont acquis au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 10 GHz.*

Le deuxième cas consiste à étudier l'injection autour de la fréquence du second mode de polarisation. La figure 6.3 présente les spectres optiques du laser injecté sur une large plage spectrale afin d'observer comment le mode principal de polarisation est affecté. Par une injection à une fréquence proche du mode secondaire de polarisation, on arrive à exciter ce mode sous-jacent. D'autre part, plus l'amplitude du mode sous-jacent excité croît, plus celle du mode principal diminue. Nous voyons que nous pouvons aller jusqu'à éteindre le mode laser fondamental lorsque le maître est suffisamment bien accordé autour de la fréquence du mode secondaire : toute la puissance a été progressivement transférée du mode principal vers le mode secondaire.

La figure 6.4 montre ces mêmes spectres sur une plage spectrale réduite afin de se concentrer autour du mode secondaire de polarisation. Nous remarquons l'absence de régime bimode, mais ne pouvons pas en déduire que ce régime n'existe pas. En effet, la puissance de ce second mode de polarisation est trop faible pour qu'elle puisse être détectée au Fabry-Perot d'analyse. Seule la puissance du pic maître amplifié à travers le laser esclave est observée, donc il est impossible d'évaluer la plage sur laquelle s'effectue l'accrochage. La solution connue pour vérifier l'accrochage serait d'étudier l'amplitude du pic maître amplifié. En effet, comme pour l'injection du mode principal, au fur et à mesure que le désaccord diminue pour l'injection du mode principal comme pour l'injection intramodale des lasers à semi-conducteurs, la puissance est transférée du pic esclave vers le pic

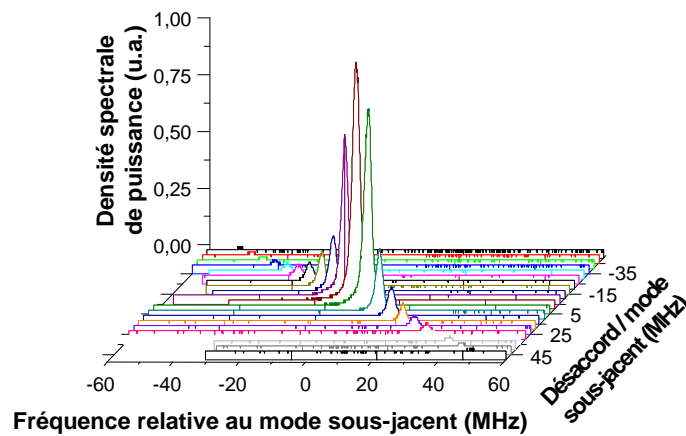


FIG. 6.4 – Excitation du second mode de polarisation par injection optique pour de faibles désaccords relatifs.

*Spectres optiques du laser esclave injecté pompé à 4 fois le seuil pour une puissance injectée constante de 0 dBm et un désaccord variable croissant. Les spectres sont acquis au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz.*

maître. Lorsque l'accrochage est réalisé, toute la puissance de l'esclave a été transférée à la fréquence maître et la puissance du pic maître amplifié doit être constante sur toute la plage d'accrochage. Ici, la puissance du pic maître amplifié varie toujours et il n'y a pas de saturation : nos outils de mesure ne nous permettent donc pas d'évaluer la plage d'accrochage, il faudrait pour cela une meilleure résolution en fréquence, mais aussi certainement une plus grande stabilité en fréquence de nos sources.

### 6.3.2 Puissance injectée variable et désaccord nul

Nous avons réalisé une ébauche de l'étude du transfert d'impureté spectrale du maître vers l'esclave pour un désaccord nul, en diminuant progressivement la puissance injectée. Nous utilisons pour cela l'autohétérodyneur de limite basse 40 kHz. Nous supposons la largeur spectrale de nos lasers inférieure à cette limite, mais celle du maître est de 125 kHz donc résolue. L'étude de la courbe devrait nous permettre par extrapolation d'évaluer la largeur de raie du laser esclave. Les résultats observés ne sont pas donnés car l'expérience n'a pas été complétée, car trop instable puisqu'il est difficile de garder un désaccord constant tout au long de l'expérience, du fait de la gigue du laser esclave principalement. Notons aussi que le non maintien de la polarisation rend également l'expérience difficile. L'étude ne peut être faite non plus pour l'instant pour le deuxième mode de polarisation, car à l'exception de l'accrochage total, les deux modes de polarisation coexistent, et nous pouvons supposer que la largeur de raie du mode non injecté ne change pas : son battement hétérodyne se superposerait donc à celui du mode secondaire que nous souhaitons étudier, rendant impossible la mesure de largeur par autohétérodyne. Il faudrait ainsi filtrer optiquement le mode secondaire avant détection, mais nous n'avons pour l'instant le matériel nécessaire (filtre de bande passante inférieure à 1,25 GHz i.e. 0,01 nm).



## 6.4 Laser esclave pompé à 1,7 fois le seuil

Maintenant que nous avons décrit la majorité des phénomènes observés à 4 fois le seuil, nous allons pomper le laser esclave plus près du seuil, i.e. à 1,7 fois le seuil.

### 6.4.1 Puissance injectée constante et désaccord variable

Nous injectons une puissance maître constante de 0 dBm, et allons étudier l'évolution du spectre optique du laser esclave injecté avec le désaccord.

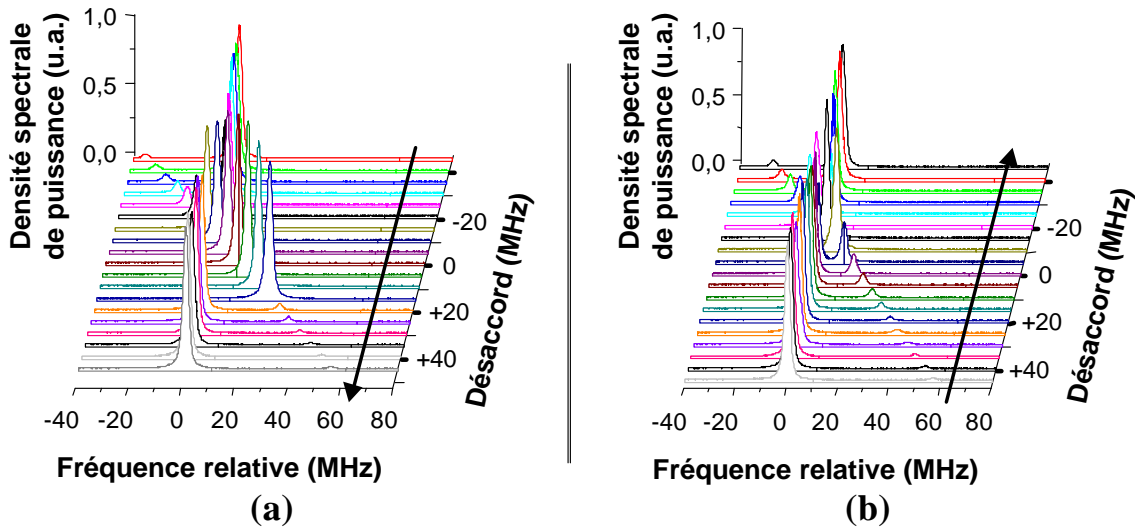


FIG. 6.5 – Spectres optiques de l'esclave injecté pompé près du seuil.

*Spectres optiques du laser esclave injecté pompé à 1,7 fois le seuil, avec une puissance injectée constante de 0 dBm et un désaccord variable.*

*(a) : spectres obtenus pour des désaccords croissants.*

*(b) : spectres obtenus pour des désaccords décroissants.*

*Les spectres sont acquis au Fabry-Perot d'analyse d'ISL 300 MHz.*

La figure 6.5 présente les résultats expérimentaux de l'injection du laser polarisé près du seuil. Nous remarquons le même type de phénomènes que pour un laser esclave pompé loin du seuil, mais la plage d'accrochage est beaucoup plus étendue, donc nettement résolue par nos appareils. Nous observons une nette zone bistable de l'accrochage comme le montrent les graphes (a) et (b) obtenus respectivement pour des désaccords croissants et décroissants. Dans le cadre des désaccords croissants, on note une plage d'accrochage étendue sur 25 MHz environ contre 5 MHz seulement pour les désaccords décroissants. Nous retrouvons donc dans ce fonctionnement bistable de l'accrochage les résultats présentés de l'injection des lasers à semi-conducteurs, mais notons une différence marquante : la plage d'accrochage la plus étendue apparaît pour des désaccords croissants dans l'injection du laser à fibre, alors que c'était pour des désaccords décroissants dans l'injection des lasers à semi-conducteurs.

### 6.4.2 Cartographie du fonctionnement bistable du régime d'accrochage

La cartographie du laser à fibre injecté est plus difficile que celle des lasers à semi-conducteurs pour deux raisons principales. Tout d'abord, l'expérience n'est pas à maintien de polarisation et nous avons pu remarquer avec les lasers à semi-conducteurs qu'un changement de polarisation du signal injecté décalait verticalement la carte de l'injection. D'autre part, la gigue du laser esclave est importante à comparer aux dimensions en fréquence des régimes d'injection, ce qui rend la cartographie difficile. Afin de soulager quelque peu le dernier problème, nous avons activé la régulation de température du laser à fibre, et avons chauffé le laser de quelques degrés au dessus de la température ambiante afin de réduire la dérive et la gigue en fréquence de l'esclave.

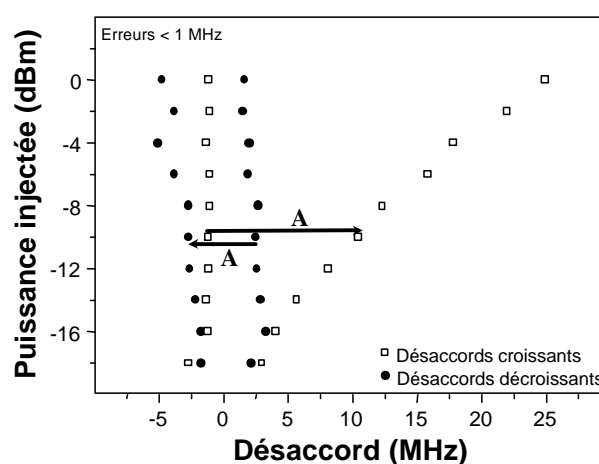


FIG. 6.6 – Cartographie du régime bistable d'accrochage.

*Le laser esclave est pompé à 1,7 fois le seuil, et la polarisation du signal injecté est optimisée pour une plus grande amplitude de la zone d'accrochage.*

La figure 6.6 présente la carte du régime d'accrochage du laser esclave injecté pompé près du seuil. La fréquence maître varie par pas de 2 MHz pour chaque valeur de puissance injectée, et ce pour des désaccords croissants ou décroissants. Nous relevons à chaque fois le désaccord aux frontières de la zone d'accrochage et pouvons ainsi clairement observer la plage bistable des zones d'accrochage. Nous avons pu vérifier les mêmes impacts de la polarisation sur la carte d'injection du laser à fibre que pour les lasers à semi-conducteurs : nous avons donc pris soin de polariser le signal maître de telle sorte que les plages d'accrochage soient les plus amples possibles à chaque mesure. Pour une polarisation du signal injecté orthogonale à celle de l'esclave, la plage d'accrochage peut quasiment disparaître.

Comme nous l'avons présenté au cours de l'introduction, certains utilisent l'injection optique comme méthode de mesure du facteur de Henry. L'étude de l'asymétrie de la courbe d'accrochage devrait donc nous permettre de mesurer le facteur de Henry pour les lasers à fibre, facteur inconnu à ce jour. Déjà, le fait que l'asymétrie de la courbe d'accrochage soit inversée pour le laser à fibre injecté à comparer au laser à semi-conducteurs

injecté pourrait nous faire penser que le laser à fibre ait un facteur de Henry négatif. Ce point ainsi que la mesure de ce facteur seraient donc à appuyer d'études théoriques.

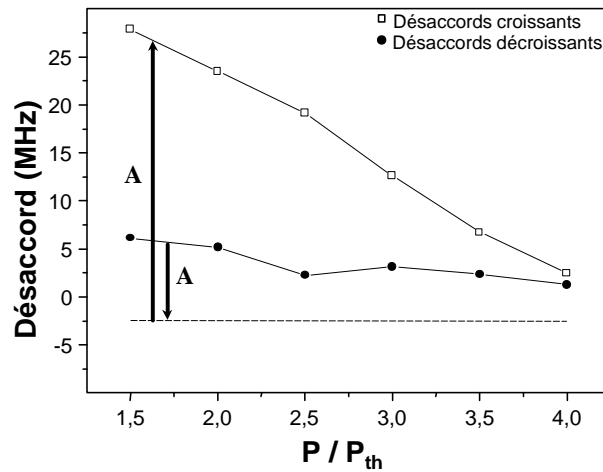


FIG. 6.7 – Influence du pompage du laser esclave sur la largeur spectrale de la zone bistable du régime d'accrochage.

*La puissance injectée constante est de 0 dBm, et la polarisation du signal injecté est optimisée pour une plus grande amplitude de la zone d'accrochage.*

Nous avons aussi étudié l'influence du pompage du laser esclave sur la zone d'accrochage. Nous pouvons observer sur la figure 6.7 que les amplitudes en fréquence de la plage d'accrochage et du fonctionnement bistable sont d'autant plus grandes que l'esclave est polarisé près du seuil.

## 6.5 Études temporelles et spectrales

L'intérêt des études sur les lasers à fibre à comparer aux semi-conducteurs, est qu'ils présentent des fréquences de relaxation beaucoup plus faibles, à savoir de quelques centaines de kHz au lieu de quelques GHz. Ainsi, de nombreux phénomènes temporels pourront facilement être observés lors de l'injection de lasers à fibre avec un oscilloscope temps réel standard, alors que ce n'était pas possible avec les lasers à semi-conducteurs. C'est le cas de phénomènes encore inexpliqués, observés pour des désaccords positifs aux bornes des zones d'accrochage, et qui méritent une étude approfondie. Plusieurs outils s'offrent à nous pour caractériser les différents états du laser injecté : détecteur, analyseur de spectre optique ou analyseur de spectre électrique. L'utilisation de ces outils nous a permis de distinguer plusieurs phénomènes qui se superposent lorsque nous varions le désaccord.

Une grande différence entre l'injection dans les lasers à semi-conducteurs et celle d'un laser à semi-conducteurs dans un laser à fibre est la pauvreté des régimes d'injection rencontrés pour l'injection hybride. Afin de chercher si nous pouvions exciter des zones chaotiques lors de l'injection du laser à fibre, nous avons injecté de plus fortes puissances, à savoir 7 dBm, mais sans succès. D'autres phénomènes vont toutefois être présentés.

Plusieurs phénomènes vont alors successivement apparaître comme le montrent les figures 6.8, 6.9 et 6.10. Les premiers phénomènes apparaissent pour des désaccords très négatifs ou très positifs et correspondent à un fonctionnement bimode du laser esclave. La figure 6.10 montre les allures temporelle et spectrales d'un tel fonctionnement de l'esclave injecté dans le cadre d'un désaccord positif. Reprenons maintenant d'un désaccord très négatif pour lequel l'esclave injecté fonctionne sur un régime bimode, et augmentons la fréquence maître : nous voyons apparaître un régime intermédiaire encore jamais rencontré à notre connaissance, que nous présentons sur la figure 6.8. Toujours en augmentant la fréquence maître, l'esclave injecté passe ensuite progressivement dans un régime d'accrochage total dont les allures temporelle et spectrales sont présentées figure 6.9. Puis, l'esclave retombe brusquement dans un régime bimode tel que présenté figure 6.10, pour des désaccords positifs. Nous allons dans ce paragraphe décrire en détails ces différents régimes rencontrés lors de cette injection d'un laser à semi-conducteurs dans un laser à fibre pour une puissance injectée de 7 dBm.

Au cours des paragraphes §6.5.1, §6.5.2 et §6.5.3, nous allons effectuer nos observations en balayant le désaccord dans le sens croissant, soit en augmentant la fréquence maître, sachant qu'elle est inférieure à celle de l'esclave au tout début.

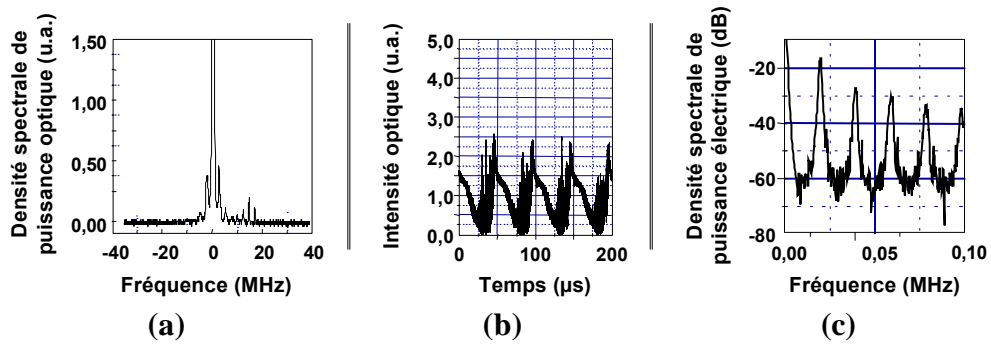


FIG. 6.8 – Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage progressif.

(a) : spectre optique, (b) : allure temporelle, (c) : spectre électrique.

Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil, la puissance injectée constante est de 7 dBm, et le désaccord est de -7 MHz.

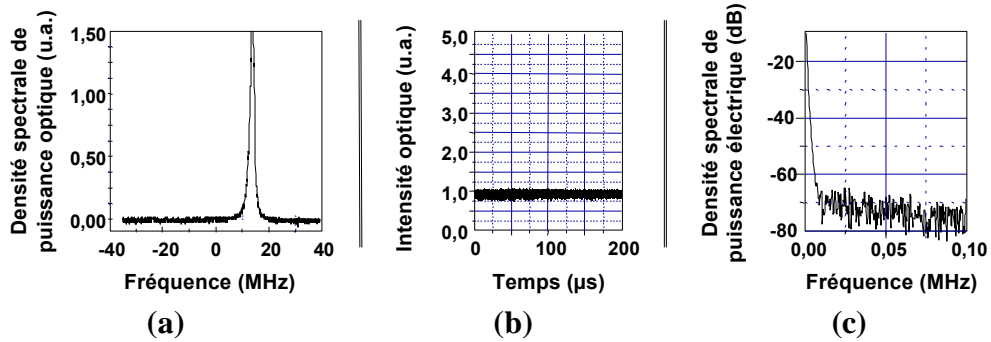


FIG. 6.9 – Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage total.

(a) : spectre optique, (b) : allure temporelle, (c) : spectre électrique.

Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil, la puissance injectée constante est de 7 dBm, et le désaccord est de +4 MHz.

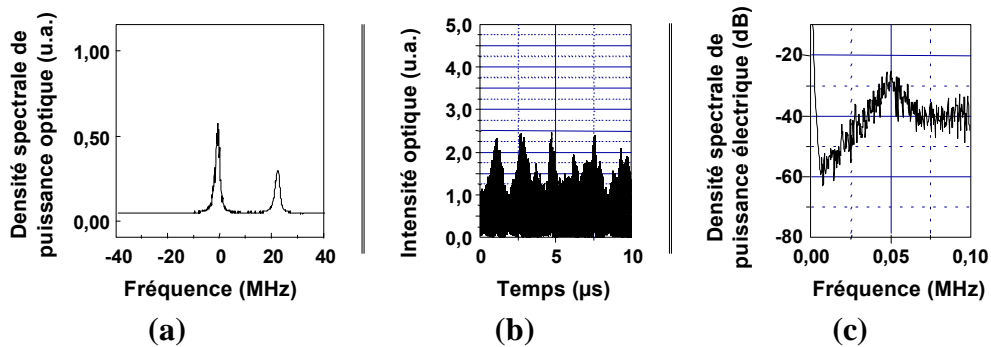


FIG. 6.10 – Comportement de l'esclave injecté en régime bimode.

(a) : spectre optique, (b) : allure temporelle, (c) : spectre électrique.

Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil, la puissance injectée constante est de 7 dBm, et le désaccord est de +22 MHz.

### 6.5.1 Désaccords très négatifs

Les premières modifications du spectre optique du laser esclave injecté apparaissent pour des désaccords très négatifs : nous observons un fonctionnement bimode du laser esclave injecté dont le spectre optique se compose de deux raies aux fréquences maître et esclave libre, tout comme les observations effectuées lors de l'injection des lasers à semi-conducteurs pour une polarisation de l'esclave proche du seuil. Ce régime n'est pas réellement un régime d'injection, mais plus un régime d'amplification. Il se crée un battement entre les deux raies du spectre optique du laser injecté, qui se traduit par un pic dans le spectre électrique du laser injecté comme le montrent les graphes (1) de la figure 6.11, et par une modulation temporelle de la puissance optique comme le montrent les graphes (2) de cette même figure. Plus le désaccord tend à s'annuler et plus la fréquence du battement

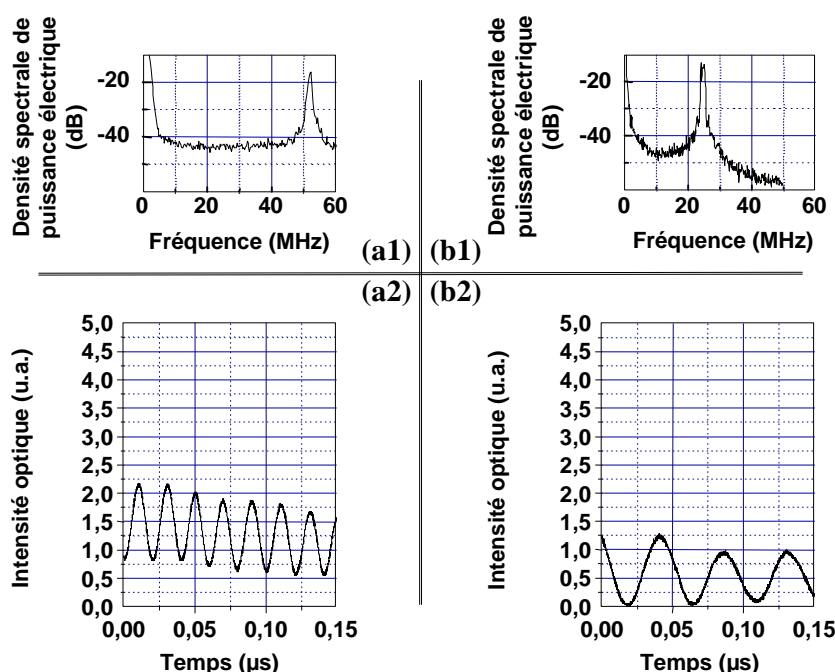


FIG. 6.11 – Modulation de l'intensité de l'esclave injecté en régime bimode.

*Spectres électriques (1) et allures temporelles (2) de l'intensité du laser esclave injecté.*

*L'esclave est pompé à 4 fois le seuil et la puissance injectée constante est de 7 dBm.*

*Les courbes sont obtenues pour deux désaccords différents, à savoir -50 MHz (a) et -20 MHz (b).*

diminue comme nous pouvons l'observer à l'analyseur de spectre électrique. D'autre part l'amplitude du maître amplifié augmente au détriment de l'amplitude de la composante esclave lorsque le désaccord se rapproche de zéro, tendant ainsi vers un régime d'accrochage total. Or, le rapport entre les amplitudes de ces deux pics est directement lié à la visibilité de la modulation : la visibilité est maximale lorsqu'il y a égalité entre les composantes maître et esclave du spectre optique du laser esclave injecté. La figure 6.11 montre les variations de la fréquence de modulation et la visibilité de cette modulation pour deux désaccords négatifs différents, la visibilité est la plus grande pour le désaccord de -20 MHz.

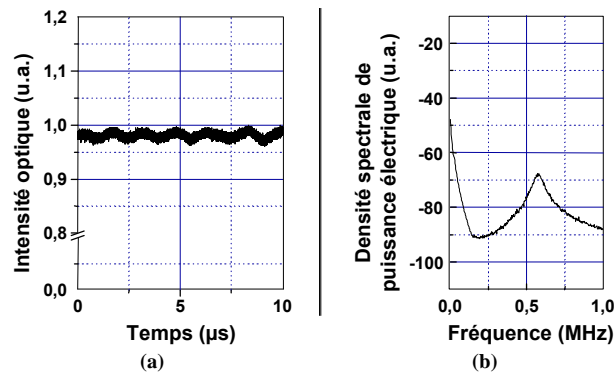


FIG. 6.12 – Allure temporelle (a) et spectre électrique (b) des oscillations de relaxation de l'esclave libre.

*Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil.*

Revenons un instant à l'esclave libre. En observant finement l'évolution temporelle du laser esclave libre, ainsi que son spectre électrique, on détecte une oscillation à la fréquence de 600 kHz, qui correspond aux fréquences de relaxation du laser esclave libre, donc intrinsèque à l'esclave. La figure 6.12 présentent une allure temporelle de l'intensité de l'esclave libre, ainsi que son spectre électrique.

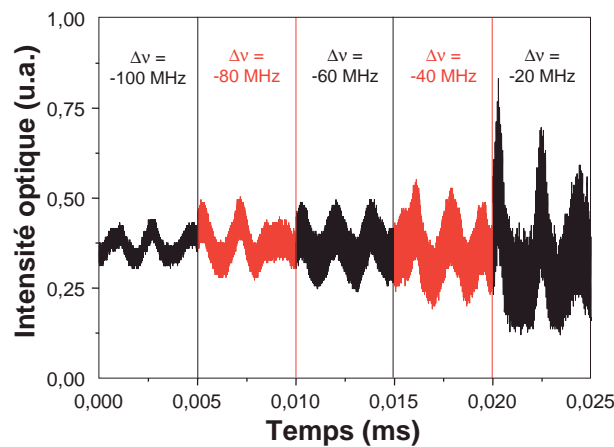


FIG. 6.13 – Allures temporelles de l'esclave injecté : battements modulés par la relaxation.

*Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil et la puissance injectée constante est de 7 dBm.*

*Les traces temporelles sont acquises pour différents désaccords négatifs croissants.*

Lorsque l'esclave est injecté, l'oscillation de relaxation entraîne une modulation des battements dus au régime bimode. Ainsi, plus les battements sont importants, plus la modulation de relaxation est visible dans l'allure temporelle, comme le montre la figure 6.13.

Par la suite, pour des désaccords toujours négatifs croissants et toujours plus proche de zéro, la modulation de relaxation disparaît comme le montre la figure 6.14, elle s'est au préalable progressivement décalée vers les fréquences basses. L'esclave est tellement perturbé par la présence du maître qu'il en perd sa fréquence propre. L'observation des

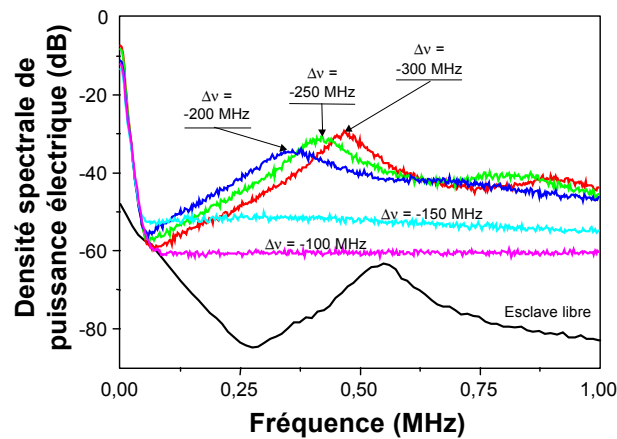


FIG. 6.14 – Spectres électriques de relaxation esclave versus désaccord.  
*Allures temporelles du laser esclave injecté pour une polarisation de l'esclave de 4 fois le seuil et une puissance injectée constante de 7 dBm, à différents désaccords négatifs croissants.*

fréquences de relaxation de l'esclave et leur disparition surtout, nous ont amené à chercher la présence des fréquences de relaxation du maître dans le spectre électrique de l'esclave injecté. Et en effet, même pour des désaccords très grands, nous observons la relaxation du maître dans le spectre électrique de l'esclave. Ce pic s'amplifie au fur et à mesure que le désaccord diminue, en tout cas jusqu'au décrochage.

### 6.5.2 Autour du désaccord nul

Les phénomènes les plus intéressants apparaissent pour des désaccords faibles, juste avant la plage d'accrochage, et seulement pour les désaccords croissants. Nous rappelons que la relaxation de l'esclave a disparu, ne restent que les battements et les fréquences de relaxation du maître.

En entrant dans cette zone particulière, le pic de battement disparaît progressivement : nous entrons dans une zone d'accrochage. Une nouvelle modulation apparaît, que nous dénommerons *surmodulation* par la suite. Cette surmodulation se traduit à son apparition par une allure temporelle sinusoïdale, traduite dans le spectre électrique par un ensemble de pics séparés de 20 kHz comme le montre la figure 6.8. L'allure de ces spectres optiques ressemble, sans qu'ils en soient, à des mélanges multi-ondes d'ordre élevé. Il faut cependant remarquer que les spectres optiques sont acquis au Fabry-Perot d'analyse dont l'acquisition s'effectue par balayage spatial avec une période de quelques ms d'un des deux miroirs de la cavité. Ainsi, ce type d'appareil n'est pas adapté à l'étude des spectres optiques d'un signal qui varie dans le temps avec une période du même ordre de grandeur que celle de l'outil d'analyse.

En diminuant le désaccord, cette surmodulation prend de l'amplitude et sa fréquence augmente, jusqu'à un maximum autour du désaccord nul, puis elle diminue progressivement lorsque nous nous rapprochons du régime d'accrochage total comme le montre la



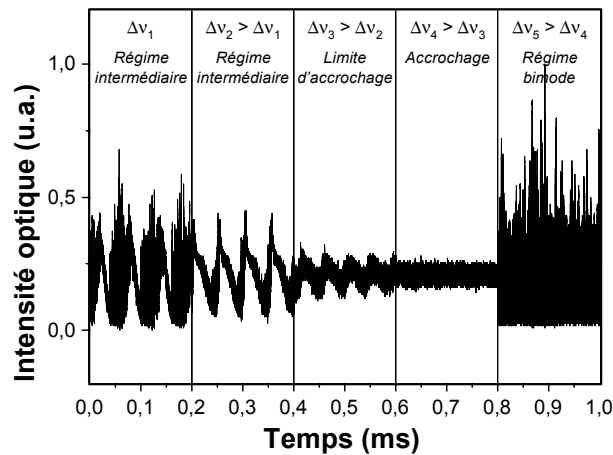


FIG. 6.15 – Intensité de l'esclave injecté aux bornes inférieures de la zone d'accrochage.

*Chaque section du graphe est obtenue pour un désaccord différent.*

*Le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil, la puissance injectée constante est de 7 dBm, et le désaccord variable est croissant.*

figure 6.15. Nous remarquons aussi sur cette figure que l'allure temporelle de la surmodulation n'est plus sinusoïdale comme lors de son apparition. Elle se compose d'un front montant abrupt complexe, et d'une descente plus douce en forme de cloche. Il est étonnant d'observer une telle réponse temporelle à une injection statique : cette réponse particulière sera détaillée avec plus de précision au chapitre 7. Notons aussi une curiosité pour les désaccords positifs : le pic de relaxation du laser maître, filtré par le laser esclave, se décale vers les hautes fréquences.

Nous avons remarqué que l'esclave injecté passait progressivement de ce régime original caractérisé par une surmodulation au régime d'accrochage total. Lorsque l'accrochage total est établi, le pic de battement a complètement disparu, les pics de la surmodulation n'existent plus non plus, seul subsiste la relaxation du maître. Les allures temporelles et spectrales sont données figure 6.9, et nous pouvons remarquer que ce régime d'injection est le seul pour lequel la puissance de l'esclave injecté est continue.

### 6.5.3 Désaccords positifs

Si nous continuons à faire croître le désaccord, nous entrons dans les désaccords positifs et voyons brusquement le laser passer dans un régime bimode tel que décrit dans le cas des désaccords très négatifs. Nous retrouvons alors les relaxations de l'esclave et du maître dans le spectre électrique du laser esclave injecté : les allures temporelle et spectrales du régime bimode sont présentées figure 6.10.

### 6.5.4 Influence du taux de pompage du laser esclave

L'originalité des phénomènes rencontrés autour du désaccord nul nous a amené à essayer de les faire ressortir le plus possible. Nous avons donc naturellement cherché quel

taux de pompage de l'esclave nous permettrait d'obtenir la surmodulation la plus visible. Nous avons remarqué que la zone de transition, d'accrochage progressif, est d'autant plus présente que le laser esclave est polarisé loin du seuil comme le montre la figure 6.16.

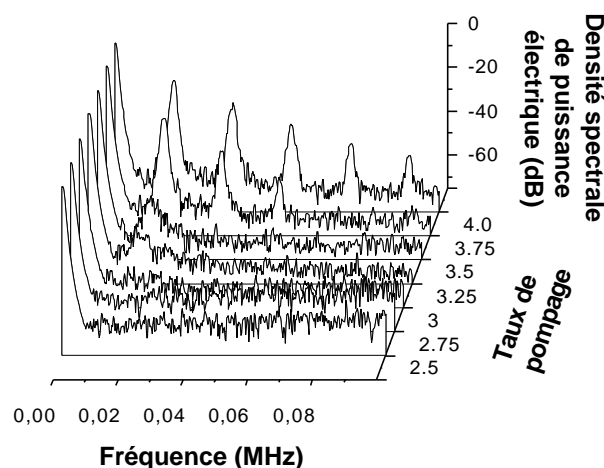


FIG. 6.16 – Importance du régime intermédiaire en fonction du pompage du laser esclave.

*La puissance injectée constante est de 7 dBm et le désaccord est ajusté à chaque taux de pompage de l'esclave afin de maximiser l'intensité des pics électriques.*

### 6.5.5 Perspectives

La richesse des observations expérimentales effectuées ouvre donc la porte à de nombreux travaux expérimentaux et théoriques pour la compréhension des phénomènes observés. L'étude de l'injection d'un laser à fibre dans le domaine temporel peut nous permettre d'émettre des hypothèses sur le comportement temporel lors d'une injection d'un laser à semi-conducteurs, et ainsi de comprendre certains phénomènes dans l'injection de ces lasers qu'il n'est pas toujours possible de distinguer clairement expérimentalement du fait des limitations en bande passante des outils d'analyse temporelle. Rappelons enfin qu'il devrait être possible de mesurer le facteur de Henry des lasers à fibre par injection optique.



## Chapitre 7

# Injection optique entre lasers à fibre

Nous allons étudier dans ce paragraphe l'injection optique entre deux lasers à fibre. Les lasers DFBs à fibre codopée erbium-ytterbium sont ceux fabriquées à l'Université Laval. Dans le cadre de l'étude comparative avec les lasers à semi-conducteurs, nous allons ici exploiter les faibles fréquences de relaxation des lasers à fibre à comparer aux lasers à semi-conducteurs.

### 7.1 Introduction

Le lecteur va rapidement se rendre compte que les phénomènes d'injection observés dans le domaine spectral apparaissent sur des plages spectrales souvent très limitées, à peine plus grandes que la résolution de notre analyseur Fabry-Perot d'analyse le plus performant. De plus, la gigue de nos lasers est du même ordre de grandeur que notre meilleure résolution, donc à peine plus petite que la plage spectrale à laquelle nous nous intéressons. Ainsi, il ne sera pas toujours possible de donner sous forme de graphes les évolutions des phénomènes d'injection, mais nous les décrirons par les mots avec le plus de clarté possible. Enfin, notons que la richesse des régimes d'injection rencontrés est nettement moindre que celle de l'injection des lasers à semi-conducteurs : nous n'observerons pas de chaos ni de mélanges d'ondes, certainement par manque de puissance injectée, ou alors par manque de résolution spectrale.

Le montage expérimental adopté pour ces études est présenté sur la figure 7.1. Il s'apparente dans la forme à celui utilisé lors de l'injection des lasers à semi-conducteurs (cf. figure 4.21 au paragraphe §4.4). Nous observons sur ce schéma que les lasers maître et esclave sont pompés en contra-propagatif afin de s'affranchir du résidu de pompe à la sortie du laser, et que nous prenons soin de placer des isolateurs optiques au plus près des lasers afin de garantir la plus grande stabilité possible des lasers. Les deux lasers sont conditionnés dans de la graisse thermique déposée dans les rainures d'une pièce de cuivre, le maître peut être étiré avec une platine de translation standard ou à l'aide d'une céramique piézoélectrique afin d'accorder sa longueur d'onde. Le signal maître est amplifié, atténué

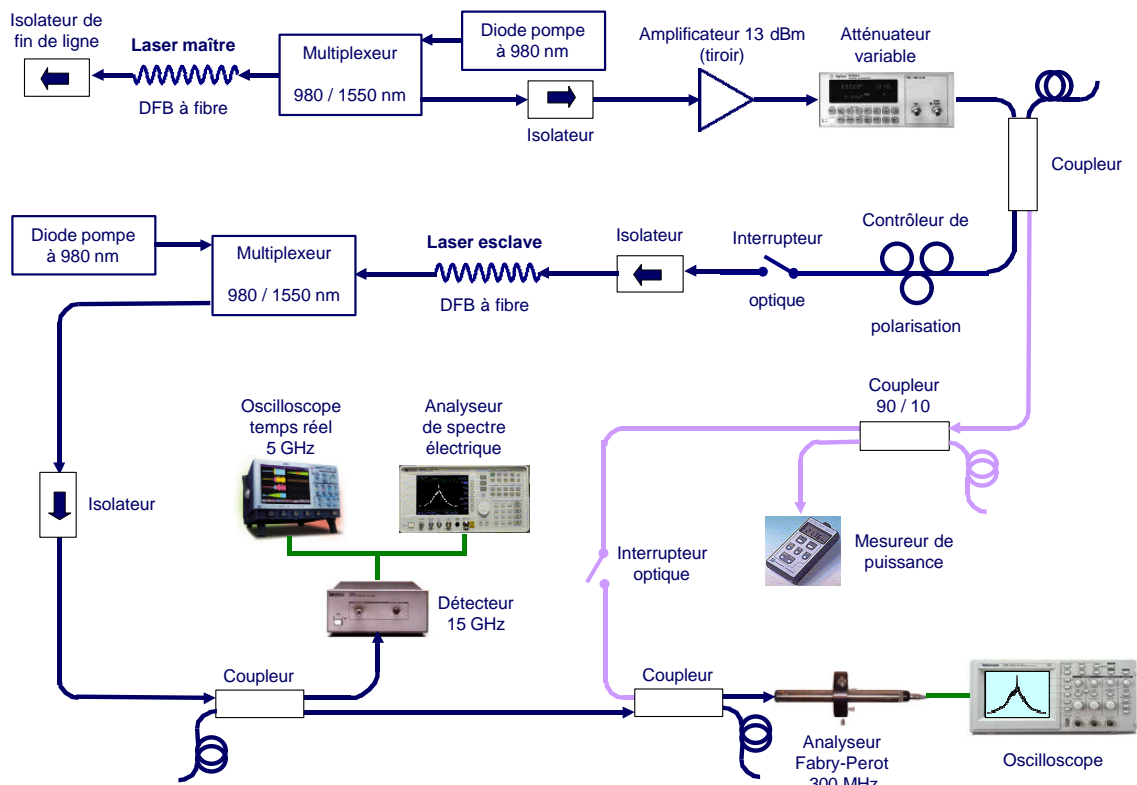


FIG. 7.1 – Montage expérimental pour l'injection des lasers à fibres.  
*Aucun élément du montage expérimental n'est à maintien de polarisation.*

par un atténuateur variable afin de contrôler la puissance injectée, puis il est extrait par un coupleur afin de calibrer la puissance injectée à l'aide d'un mesureur de puissance, et enfin envoyé sur le Fabry-Perot d'analyse. Une partie du signal maître est aussi injectée dans l'esclave : nous observons le signal injecté dans le domaine temporel avec un détecteur rapide et un oscilloscope temps-réel rapide, et dans le domaine spectral avec un analyseur de spectre électrique et un analyseur Fabry-Perot.

## 7.2 Injection du laser esclave pompé à 4 fois le seuil

Dans un premier temps, le laser esclave est pompé à 4 fois le seuil et nous injectons à l'entrée du laser esclave une puissance de 0,4 dBm. Nous allons décrire les différents phénomènes observés à ce taux de pompage, à savoir le régime bimode et l'accrochage progressif.

### 7.2.1 Régime bimode

Le premier phénomène observé est un régime bimode, c'est-à-dire que le spectre optique du laser esclave injecté comporte deux composantes : la première est la composante

issue de l'esclave libre, la deuxième est à la fréquence maître et correspond à l'amplification du maître dans la structure résonante de l'esclave. Ces phénomènes d'amplification apparaissent uniquement en dehors de la bande interdite du réseau constitutif du laser esclave, plus précisément en dehors de la plage de désaccord  $[-15 \text{ GHz}, +1,7 \text{ GHz}]$ . En effet nous savons que le réseau photo-inscrit est très réfléchitif, donc il est difficile pour le signal maître de traverser la structure esclave, sauf en dehors de la bande interdite du réseau pour laquelle la réflectivité est globalement d'autant plus faible que le désaccord est grand en valeur absolue. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que l'amplitude de la composante maître amplifiée varie avec le désaccord, passant par des maxima et des minima secondaires lorsque le désaccord augmente en valeur absolue : l'amplitude de la composante maître amplifiée suit les variations de la réflectivité et de la phase du réseau photo-inscrit. Pour un désaccord donné, l'amplitude de la composante maître amplifiée est d'autant plus grande que la réflectivité du réseau est faible, puisque la puissance qui pénètre dans le réseau est plus grande. À cela s'ajoutent des effets de résonance, car les longueurs d'onde résonantes dans la structure sont plus amplifiées que celles anti-résonantes.

Compte tenu de la puissance injectée, l'amplitude maximale de la composante maître est de l'ordre du cinquième de l'amplitude de la composante esclave libre. Nous avons remarqué que l'amplification de la composante maître ne semblait pas se faire aux dépens de l'amplitude de la composante esclave qui reste égale à celle de l'esclave libre et ce quel que soit l'amplitude de la composante maître (dans la mesure de la puissance injectée maximale de 0,4 dBm). C'est pourquoi nous préférons classer ce phénomène comme un régime d'amplification plutôt que d'injection.

### 7.2.2 Accrochages

Le seul phénomène d'injection que nous ayons observé à ce taux de pompage est l'accrochage total progressif du mode secondaire de polarisation du laser esclave, décalé vers les hautes fréquences de 580 MHz relativement au mode principal. Sur une plage spectrale d'environ 300 MHz, nous voyons apparaître une composante à la fréquence maître dans le spectre optique du laser esclave injecté. L'apparition (et la disparition) de cette composante maître se fait au détriment de la composante esclave, et progressivement : la composante maître atteint son maximum au centre de la plage spectrale d'interaction. Nous voyons ainsi la composante maître atteindre une amplitude maximale d'environ 60 % de celle de l'esclave libre, et la composante esclave chuter à 40 %. Nous pensons qu'en injectant plus de puissance, nous pourrions obtenir un accrochage total et ainsi transférer toute la puissance de l'esclave à la fréquence maître. Notons aussi que nous pouvons fortement diminuer la force d'accrochage en changeant la polarisation du signal injecté : pour une polarisation défavorable, la plage spectrale d'interaction est fortement réduite, de même que le maximum de la composante maître.

Un autre phénomène très intéressant apparaît lors de l'accrochage progressif : la composante maître augmente en amplitude, mais nous voyons aussi la composante esclave se décaler d'environ 10 MHz vers les hautes fréquences, en même temps que son amplitude diminue. Le décalage en fréquence est proportionnel à la force d'accrochage. Le phénomène n'est pas de la même nature que les observations effectuées au paragraphe §4.5 : nous ne pouvons parler ni de répulsion ni d'attraction puisque nous ne pouvons pas exciter le phénomène pour des désaccords négatifs. Nous nous contenterons donc de parler de décalage en fréquence pour ce phénomène curieux que nous n'expliquons pas encore.

Nous n'avons pas observé d'accrochage total autour du désaccord nul, mais pensons qu'il existe malgré tout. Nous justifions cette affirmation par les études subséquentes effectuées à un taux de pompage plus faible auquel nous observons bien un accrochage au désaccord nul. En effet, nous avons pu montrer lors de l'injection hybride (cf. §6.4.2) que la plage spectrale d'accrochage est d'autant plus grande que le laser est pompé près du seuil. La résolution de notre analyseur Fabry-Perot est donc certainement plus faible que la plage spectrale d'accrochage du mode principal de polarisation dans cette expérience, ce qui ne nous permet pas de discerner l'accrochage.

Remarquons enfin que les phénomènes d'injection proprement dits apparaissent donc dans la bande interdite du réseau à deux fréquences particulières, à savoir les fréquences des deux modes principaux de polarisation, avec des extensions spectrales très étroites. Ainsi, dans la majeure partie de la bande interdite, aucun phénomène n'apparaît et l'esclave injecté se comporte tel l'esclave libre, la réflectivité  $y$  est si grande que la lumière ne peut pénétrer dans la structure esclave.

### 7.2.3 Amplification ou injection

Nous souhaitons dans ce paragraphe sensibiliser le lecteur à la différence entre les phénomènes d'injection et d'amplification. Il est en effet cohérent d'observer des phénomènes d'amplification en dehors de la bande interdite, et des phénomènes d'injection dans la bande interdite.

Considérons l'amplification tout d'abord. La réflectivité du réseau constitutif du laser esclave est très faible en dehors de la bande interdite, donc le signal maître peut facilement pénétrer dans la structure esclave, mais aussi facilement en sortir : le temps de cavité<sup>1</sup> est faible. Ainsi, rien ne sert d'avoir une forte puissance dans la cavité si celle-ci n'y reste pas. Le paramètre de contrôle qu'est la puissance injectée est donc un paramètre expérimental, pratique à mesurer, mais incomplet : le paramètre de contrôle le plus judicieux serait le produit de la puissance injectée par le temps de cavité du signal injecté dans la cavité esclave. Ce paramètre est cependant plus compliqué à mesurer expérimentalement puisqu'il nécessite une grande connaissance du temps de cavité en fonction de la longueur d'onde du signal injecté. En tout cas, le régime d'amplification pourrait être défini comme

<sup>1</sup>Le temps de cavité est plus connu sous le nom anglais de *cavity lifetime*.

un régime pour lequel le temps de cavité du signal injecté est faible, auquel cas le signal injecté ne fait que passer dans la structure esclave sans en changer le fonctionnement. Le spectre optique de l'esclave injecté est donc constitué de l'esclave libre, auquel s'ajoute une composante maître amplifiée.

Par contre, pour un signal injecté dans la bande interdite, le signal maître peut résonner et ainsi perturber le fonctionnement du laser esclave : nous parlons ici de régime d'injection. Cependant, le réseau est très réfléchissant donc très peu de puissance maître peut pénétrer dans la structure. Un compromis est donc à trouver entre puissance transmise et résonance. C'est toujours le produit de la puissance introduite dans l'esclave par le temps de cavité à la longueur d'onde maître qui est le plus caractéristique du taux d'injection.

### 7.3 Injection du laser esclave pompé à 2 fois le seuil

Face aux difficultés expérimentales liées à la trop faible plage spectrale d'accrochage, relativement à la résolution de nos appareils et à la gigue de nos lasers, nous avons choisi de diminuer le taux de pompage du laser esclave. Les plages spectrales des différents phénomènes observés sont donc plus étendues et les acquisitions plus faciles. La puissance injectée est ici de -1,7 dBm. Nous allons voir que nous observons le même type de phénomènes que pour un laser esclave pompé à 4 fois le seuil, c'est-à-dire un régime bimode en dehors de la bande interdite du réseau, et l'accrochage des modes de polarisation dans la bande interdite. Cependant, nous avons pu observer des phénomènes transitoires similaires à ceux décrits pour l'injection d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs (cf. §6.5.2), et les étudierons dans le détail.

#### 7.3.1 Régime bimode

Nous observons le même type de phénomènes que pour un laser esclave pompé à 4 fois le seuil, c'est-à-dire que le laser esclave injecté est en régime bimode et fonctionne sur deux fréquences (maître et esclave) pour des désaccords suffisamment grands en valeur absolue. Ces phénomènes d'amplification s'observent en dehors de la plage de désaccord  $[-3,2 \text{ GHz}, +11,2 \text{ GHz}]$ .

#### 7.3.2 Accrochage

Nous avons pu observer un accrochage total du mode de polarisation sous-jacent du laser esclave. Notons que nous n'avons qu'un accrochage partiel lors du laser pompé à 4 fois le seuil. Cet accrochage s'effectue de manière progressive lorsque nous varions le désaccord sur une plage de 220 MHz : plus le désaccord relatif au mode de polarisation sous-jacent diminue en valeur absolue, plus la composante spectrale du laser esclave injecté à la fréquence maître est grande, et plus celle à la fréquence esclave est faible. L'accrochage total apparaît quant à lui sur une plage spectrale de 30 MHz. De même que pour



un pompage de l'esclave à 4 fois le seuil, nous observons un décalage vers les hautes fréquences de la composante esclave lorsque la force d'accrochage augmente. Ce décalage est cependant plus petit à ce taux de pompage puisqu'il n'est que de 3 MHz, à comparer aux 10 MHz précédents. Enfin, notons que ce régime d'accrochage est difficile à maintenir, ce qui se traduit par des instabilités importantes dans le domaine temporel.

Conformément à nos attentes, nous avons pu observer un accrochage total du mode fondamental du laser esclave. Cet accrochage présente un comportement bistable puisque l'accrochage est plus important pour des désaccords croissants que des désaccords décroissants : ce résultat est similaire à celui de l'injection d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs, et contraire à l'injection des lasers à semi-conducteurs. C'est donc bien la nature de l'esclave qui donne l'allure générale des phénomènes d'injection, en particulier les asymétries des plages d'accrochage, ce qui justifie les perspectives déjà présentées de mesure du facteur de Henry par injection optique. L'accrochage s'effectue de manière progressive sur une plage de quelques 80 MHz, exception faite d'une section de régime de relaxation comme nous le verrons au paragraphe §7.3.3. Une transition abrupte apparaît pour des désaccords positifs croissants lors du décrochage, et définit une des frontières de la zone bistable tel que déjà observé lors de l'injection des lasers à semi-conducteurs. L'accrochage total apparaît dans le cas de désaccords croissants sur la fenêtre de désaccord  $[+0 \text{ MHz}, +20 \text{ MHz}]$  et a donc une extension spectrale de 20 MHz, alors qu'il apparaît sur quelques MHz seulement pour des désaccords décroissants.

### 7.3.3 Accrochage progressif et régime intermédiaire

Les phénomènes les plus intéressants apparaissent dans le domaine temporel sur une plage spectrale très étroite (de l'ordre du MHz), pour des désaccords négatifs situés aux bornes inférieures du régime d'accrochage total, et ressemblent fortement par leur allure à ceux observés lors de l'injection d'un laser à fibre par un laser à semi-conducteurs vue au paragraphe §6.5.2. Le lecteur pourra se référer à la figure 7.2 sur laquelle nous localisons les différents régimes rencontrés.

La figure 7.3 présente différentes traces temporelles acquises alors que nous augmentons le désaccord. Le graphe (a) correspond à un désaccord négatif contenu dans la bande interdite du réseau mais en dehors des plages d'accrochage : le laser esclave est tel l'esclave libre. Le graphe (b) correspond à un désaccord toujours négatif mais pour un accrochage partiel : le laser esclave fonctionne donc sur deux fréquences, l'une croissante à la fréquence maître, et l'autre décroissante à la fréquence esclave. Ces deux fréquences induisent un battement à leur différence de fréquence : la trace (b) contient une composante sinusoïdale à la fréquence du désaccord de -5,7 MHz, dont l'amplitude est d'autant plus grande que les deux composantes spectrales sont de même amplitude. Toujours en augmentant le désaccord, nous voyons apparaître successivement les traces (c) à (h) qui nous étonnent par leurs allures temporelles alors que nous injectons un laser continu dans un

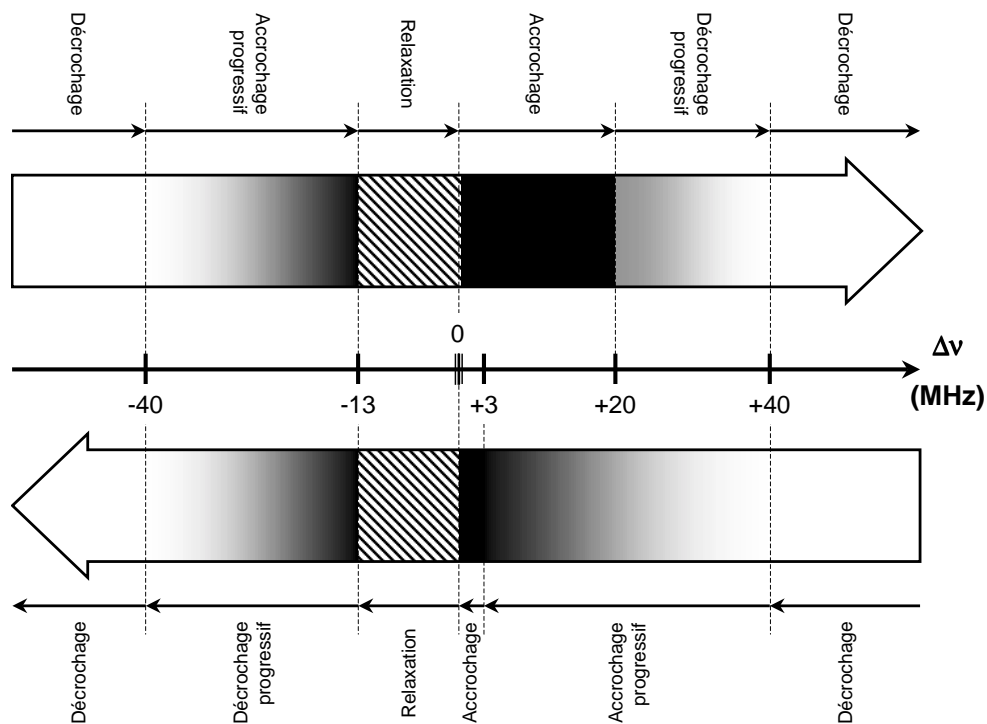


FIG. 7.2 – Localisation des différents régimes observés selon le sens d'évolution du désaccord.

*Le laser esclave est pompé à 2 fois le seuil, la puissance injectée constante est de -1,7 dBm.*

autre laser continu. La partie alternative de ces allures temporelles particulières s'estompe progressivement jusqu'à obtenir la trace (i) continue qui correspond en fait à l'accrochage total du laser esclave injecté. Nous observons une croissance du niveau continu lorsque nous augmentons le désaccord, puis un décrochage brutal amenant l'esclave injecté à un régime d'accrochage partiel caractérisé comme nous l'avons dit par une trace temporelle constituée d'une sinusoïde à la fréquence du désaccord de +15,4 MHz.

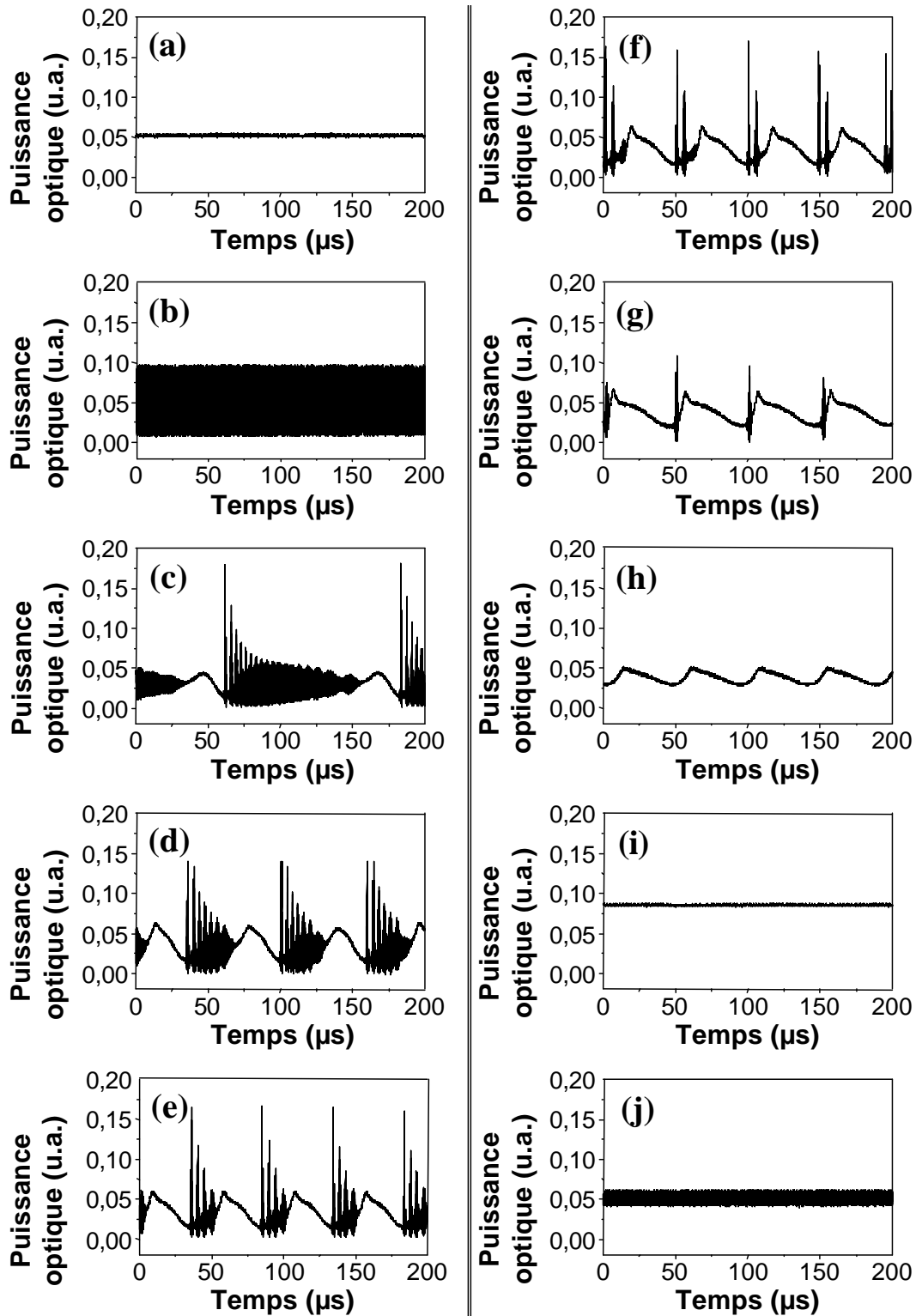


FIG. 7.3 – Comportement de l'esclave injecté à l'accrochage progressif.

Traces temporelles acquises avec un oscilloscope temps réel 5 GHz.

Les traces (a) à (j) sont successivement acquises pour des désaccords croissants.

Le laser esclave est pompé à 2 fois le seuil, la puissance injectée constante est de -1,7 dBm.

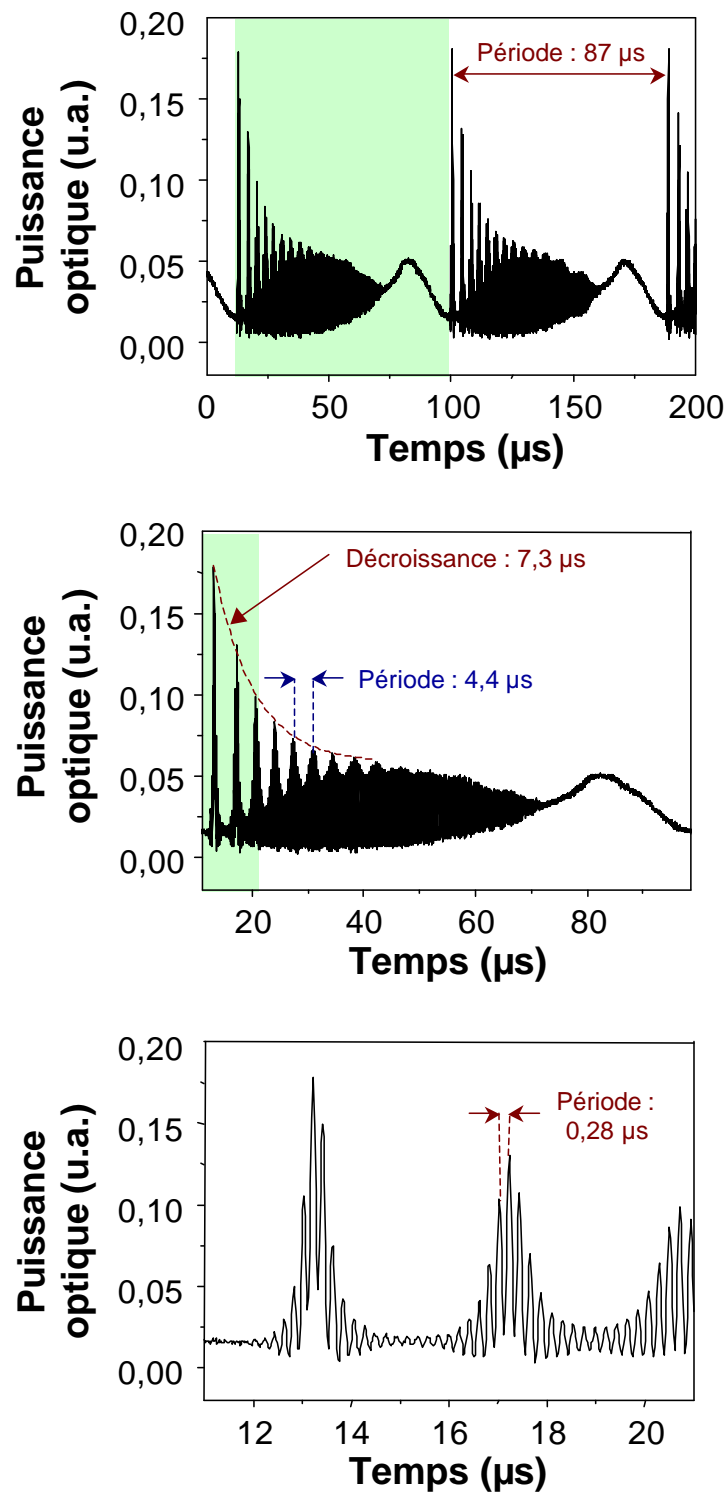


FIG. 7.4 – Détails d'une trace temporelle à l'accrochage progressif.

Trace temporelle acquise avec un oscilloscope temps réel 5 GHz tracée pour différentes fenêtres temporelles.

La partie pleine en arrière plan du premier graphe correspond à la fenêtre temporelle du deuxième.

De même pour la partie pleine du deuxième graphe qui correspond à la fenêtre temporelle du troisième.

Le laser esclave est pompé à 2 fois le seuil, la puissance injectée constante est de -1,7 dBm.

Nous allons maintenant décrire en détails les traces (c) à (h) de la figure 7.3 afin d'identifier les origines physiques d'un tel comportement et présentons pour ce faire sur la figure 7.4 une trace temporelle caractéristique<sup>2</sup>. Le graphe (a) présente un motif périodique de période  $87 \mu\text{s}$ , soit une fréquence de  $11,5 \text{ kHz}$ , dont l'origine physique est encore inexpliquée mais qui pourrait être à relier à la notion d'excitabilité. Nous pouvons observer que le motif est constitué de deux parties. La première partie comporte une succession de pics brefs et amples, espacés de  $4,4 \mu\text{s}$  ce qui correspond à une fréquence de  $227 \text{ kHz}$ , et d'amplitude décroissante selon un profil exponentiel de constante de temps caractéristique  $7,3 \mu\text{s}$ . Cette première partie du motif est caractéristique d'un phénomène de relaxation du laser<sup>3</sup> en réponse par exemple à un créneau de pompe : nous pouvons donc penser que l'injection même statique perturbe le laser esclave qui entre en régime de relaxation. La deuxième partie du motif est constituée d'une allure plus douce avec une légère augmentation de la puissance avant une baisse plus importante à la suite de laquelle la relaxation reprendra. Il est aussi à remarquer grâce au graphe (c) que la première partie du motif seulement contient une porteuse de période  $0,28 \mu\text{s}$ , soit une fréquence de  $3,7 \text{ GHz}$  dont l'origine n'est pas encore déterminée. Enfin, notons grâce aux mesures effectuées à partir de la figure 7.3 que la période des motifs et le nombre de picots diminue rapidement alors que le désaccord augmente légèrement.

Le lecteur aura donc remarqué que la majeure partie de ces allures temporelles originales n'est pas encore expliquée. Nous pensons actuellement que seules des études théoriques pourraient nous aider à la compréhension du phénomène. Nous n'avons cependant pas engagé de recherches sur ce sujet, car le modèle que nous présentons dans la prochaine partie est un modèle spectral dédié à l'étude de l'injection optique de lasers à semi-conducteurs faiblement injectés.



<sup>2</sup>La figure 7.4 correspond à un désaccord compris entre ceux des graphes (c) et (d) de la figure 7.3.

<sup>3</sup>Nous parlons souvent de *spiking* en anglais pour exprimer la relaxation du laser.

**Quatrième partie**

**Études théoriques**



**N**OUS allons présenter dans cette partie une brève étude théorique de l'injection optique pour des lasers à semi-conducteurs uniquement. Le modèle sur lequel reposent les résultats ici présentés est fondé sur une description du laser par la fonction d'Airy généralisée. Le lecteur trouvera en références [228]-[230] une très bonne description de cette fonction appliquée aux lasers, en particulier en ce qui concerne les lasers à gaz et le transfert partiel de largeur de raie lors d'une injection optique. Nous allons cependant rappeler les fondements de la fonction d'Airy généralisée au laser, qui permet une description simple du laser dans le domaine spectral. Nous présenterons aussi son application à la description de l'injection optique de lasers à semi-conducteurs, en nous intéressant uniquement à l'injection de faibles signaux, notamment l'étude du gain du laser détecteur, les phénomènes d'attraction en fréquence, et l'influence de la largeur spectrale du laser maître sur l'injection optique. Nous pourrions montrer que ce modèle simple appliqué à des lasers Fabry-Perot concorde très bien avec les expériences réalisées dans la deuxième partie de ce manuscrit avec des lasers à contre-réaction répartie.





## Chapitre 8

# La fonction d’Airy généralisée

### 8.1 Définition

La fonction d’Airy est définie dans la littérature sous différentes formes et ce dans différents domaines, notamment les mathématiques [231] [232]. En optique, on trouve aussi la notion de figure d’Airy pour la description de la figure de diffraction d’un diaphragme circulaire. La forme de la fonction d’Airy que nous utiliserons dans ce document correspond à celle présentée en optique dans le cadre des interférences à ondes multiples [233]. Considérons pour cela un interféromètre Fabry-Perot défini par deux miroirs plans de réflectivité  $R$  en intensité, séparés par un milieu d’indice optique  $n$  et de longueur  $d$ , éclairé sous incidence normale par un faisceau d’intensité  $I_0$ . L’intensité transmise  $I$  est fonction de la longueur d’onde  $\lambda$  et s’exprime sous la fonction d’Airy présentée par l’équation 8.1.

$$I(\lambda) = I_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{4 \cdot R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot d}{\lambda}\right)} \quad (8.1)$$

### 8.2 Fonction d’Airy d’une cavité passive

Nous allons ici décrire la fonction d’Airy d’une cavité Fabry-Perot passive constituée par deux miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  qui séparent un milieu passif de longueur  $d$  et d’indice  $n$ . La réflectivité complexe du miroir  $M_i$  est  $r_i$ , sa transmission complexe est  $t_i$ . Cette cavité est représentée sur la figure 8.1.

Nous allons étudier la réponse interne de cette cavité à un champ excitateur monochromatique extérieur continu arrivant sur la cavité sous incidence normale. Nous ne considérons pas le profil transverse des champs, et considérons des ondes planes. Nous exprimons le champ excitateur  $E_{ext}$  dans le domaine temporel selon l’expression suivante :

$$E_{ext}(t) = E_{ext} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \quad \text{avec} \quad E_{ext} = \sqrt{I_{ext}}. \quad (8.2)$$

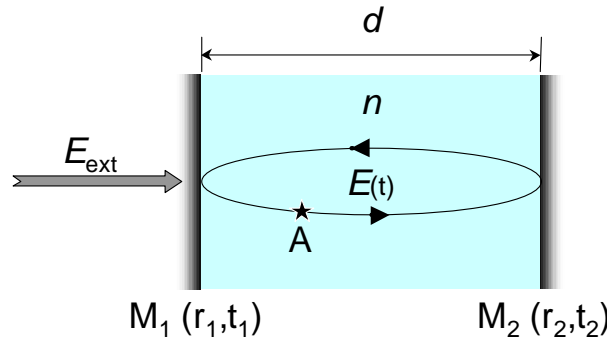


FIG. 8.1 – Description d'une cavité Fabry-Perot passive.

Le lecteur sera vigilant quant à la différence de notations entre le champ  $E_{ext}$  et son amplitude  $E_{ext}$  : l'onde exprimée par  $E_{ext}$  dépend donc du temps, contrairement à son amplitude  $E_{ext}$ . Nous introduisons d'autre part la grandeur  $I_{ext}$  qui représente l'intensité du champ extérieur.

Nous nous intéressons à la réponse interne de la cavité en observant l'amplitude du champ  $E$  en un point  $A$  de la cavité. Nous étudions la solution stationnaire à ce système, solution telle que l'amplitude du champ en  $A$  soit un invariant après un aller-retour dans la cavité. En considérant le temps de propagation  $\tau_{A/R} = 2 \cdot n \cdot d/c$  pour un aller-retour dans la cavité, cette condition de stationnarité se traduit par la relation 8.3.

$$E(t + \tau_{A/R}) = E(t) \quad (8.3)$$

Le parcours de l'onde dans la cavité permet de déduire simplement l'amplitude du champ en  $A$  après un aller-retour selon la relation 8.4.

$$E(t + \tau_{A/R}) = r_1 \cdot r_2 \cdot e^{i \cdot \omega \cdot \tau_{A/R}} \cdot E(t) + t_1 \cdot E_{ext} \quad (8.4)$$

La combinaison des relations 8.3 et 8.4 nous permet ainsi de donner l'expression de l'amplitude du champ interne stationnaire :

$$E = \frac{t_1 \cdot E_{ext}}{1 - r_1 \cdot r_2 \cdot e^{i \cdot \omega \cdot \tau_{A/R}}} \quad (8.5)$$

Si nous souhaitons maintenant établir l'expression de l'intensité  $I$ , nous multiplions l'équation 8.5 concernant l'amplitude par son complexe conjugué, et obtenons la fonction d'Airy bien connue des interféromètres de type Fabry-Perot :

$$I = \frac{T_1 \cdot I_{ext}}{(1 - r_1 \cdot r_2)^2 + 4 \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot \sin^2(\phi/2)} \quad \text{avec} \quad \phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot \nu \cdot n \cdot d}{c} \quad (8.6)$$

Le terme  $T_1$  représente la transmission en intensité du miroir  $M_1$ . Puisque nous sommes sous incidence normale,  $T_1$  n'est autre que le produit de  $t_1$  par son complexe conjugué.

Le terme  $\phi$  représente quant à lui la phase cumulée par l'onde se propageant sur un aller-retour. Nous pouvons remarquer que  $I$  représente l'intensité à l'intérieur de la cavité, celles sortant du laser s'en déduisent simplement en la multipliant par les transmissions en intensité des miroirs de sortie.

## 8.3 Fonction d'Airy d'une cavité active

Nous allons maintenant chercher à obtenir la fonction d'Airy généralisée du laser à partir de la fonction de transfert de la cavité passive. Tout d'abord, le terme excitateur n'est plus externe mais interne : c'est l'émission spontanée qui provient de la réponse du milieu à un pompage externe, pompage de nature électrique pour un laser à semi-conducteurs. De plus, ce terme est large bande et n'est plus monochromatique, il nous faut donc étudier la densité spectrale de puissance dans la cavité. Enfin, il nous faut introduire une notion de gain pour le milieu actif.

### 8.3.1 De la cavité passive à la cavité active

Dans un premier temps, nous définissons les grandeurs utiles pour la description de la fonction d'Airy généralisée au laser. Nous allons considérer le cas d'un laser monomode de fréquence centrale  $\nu_0$ .

- **Fréquence normalisée  $x$**  : nous introduisons une fréquence normalisée relativement à l'intervalle spectral libre de la cavité vide, tel que le définit l'équation 8.7.

$$x = \pi \cdot \frac{\nu}{c/(2 \cdot d)} \quad (8.7)$$

- **Densité spectrale de puissance  $y$**  : puisqu'il nous faut travailler dans le domaine spectral, nous allons étudier la densité spectrale de puissance dans la cavité. Cette densité spectrale est normalisée à une puissance de saturation que nous définissons avec la puissance normalisée.

- **Puissance normalisée  $Y$**  : la puissance à l'intérieur de la cavité est normalisée par rapport à une puissance de saturation. Cette puissance de saturation est relative aux définitions que nous allons poser pour les grandeurs saturées tel que le gain. Elle définit la puissance pour laquelle la saturation diminue la grandeur saturée de moitié par rapport à sa valeur maximale (à puissance nulle). Cette définition s'éclaircira aux yeux du lecteur au vu de l'équation 8.9 notamment. La puissance normalisée n'est autre que la somme des densités spectrales de puissance sur l'ensemble des fréquences normalisées, ce qui se traduit simplement par l'équation :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot dx . \quad (8.8)$$

- **Gain saturé  $G$**  : nous introduisons une notion de gain saturé pour ce milieu actif. Cette notion est amenée sous une forme exponentielle  $e^G$ , de telle sorte que le gain cumulé sur un aller-retour dans la cavité s'applique à un champ complexe par multiplication de son amplitude par le terme  $e^G$ . La saturation du gain est simplement traduite par l'équation 8.9. Le gain maximum disponible est le gain petit signal  $G_0$  qui est d'autant plus grand que le pompage électrique est important. Si la puissance  $Y$  augmente dans la cavité, le gain saturé chute.

$$G = \frac{G_0}{1 + Y} \quad (8.9)$$

Notons que cette expression du gain s'applique dans le cas d'un laser monomode dont la fréquence est celle du maximum de gain, pour un système à deux niveaux, et un milieu homogène.

Dans le cadre des simulations numériques, nous introduisons une expression plus complète du gain. Nous introduisons une description spectrale Lorentzienne du gain petit signal, nous tenons compte du désaccord entre la fréquence du maximum de gain et la fréquence laser, ce qui se traduit par la forme :

$$G = G_0 \cdot \frac{\gamma_n^2}{\gamma_n^2 + (\nu - \nu_0)^2} \cdot \frac{1}{1 + Y \cdot \mathcal{L}(\nu - \nu_0)} .$$

$\gamma_n$  traduit la largeur de la courbe de gain,  $\mathcal{L}$  traduit la forme Lorentzienne de la raie laser. Il est important de préciser que le gain petit signal  $G_0$  est indirectement le paramètre de contrôle de l'expérimentateur : lorsque l'expérimentateur augmente le courant de polarisation d'une diode laser à semi-conducteurs, c'est le terme  $G_0$  qui est augmenté. L'évolution de la puissance ou de la largeur de raie du laser devra donc être étudiée en fonction de ce paramètre.

- **Émission spontanée  $S$**  : nous introduisons aussi une expression saturée de l'émission spontanée.  $S$  est une puissance, à savoir la puissance d'émission spontanée normalisée contenue dans la bande spectrale de travail. Tout comme le gain, l'émission spontanée est d'autant plus grande que le pompage électrique est important, et chute avec la puissance dans la cavité, ce qui se traduit par la relation 8.10 :

$$S = \frac{S_0}{1 + Y} . \quad (8.10)$$

- **Pertes  $L$**  : le terme de pertes que nous introduisons prend en compte les pertes aux miroirs ainsi que celles dues à la propagation dans le milieu. Tout comme le gain, les pertes sont amenées sous une forme exponentielle  $e^{-L}$ , de telle sorte que les pertes cumulées sur un aller-retour dans la cavité s'appliquent à un champ complexe par multiplication de son amplitude par le terme  $e^{-L}$ . Notons que du fait du signe moins dans l'exponentielle, les pertes sont traduites par le coefficient  $L$  positif ou nul.

L'introduction du gain et de l'émission spontanée permet de décrire le milieu actif. Nous pouvons donc poser à partir de l'équation 8.6 et compte tenu des définitions amenées dans ce paragraphe, l'expression de la fonction d'Airy du laser tel que le présente

l'équation 8.11 :

$$y = \frac{S}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(\phi/2)} . \quad (8.11)$$

Cette expression prend compte des trois fondamentaux du laser, à savoir la source traduite par l'émission spontanée, l'émission stimulée traduite par le terme de gain, et l'effet de résonance traduit par la structure de la fonction.

Le lecteur aura remarqué que cette expression a été amenée de manière phénoménologique. Une démonstration rigoureuse et exacte a cependant été établie à partir des équations de Maxwell par BONDIOU [234].

### 8.3.2 Forme condensée de la phase cumulée

Nous avons déjà exprimé la phase  $\phi$  cumulée pour un aller-retour du champ dans la cavité par l'équation 8.6. Cette grandeur dépend de l'indice de réfraction du milieu, qui peut être précisé sur deux points : nous pouvons introduire une composante de l'indice saturante, ainsi qu'une dépendance en fréquence, tel que défini par l'équation 8.12.

$$n(\nu) = n_0(\nu) + \frac{n_1}{1 + Y} \quad (8.12)$$

Puisque la phase cumulée vaut  $2 \cdot \pi$  à la longueur d'onde centrale du laser  $\nu_0$ , celle à une fréquence quelconque  $\nu$  peut s'exprimer relativement à cette première comme le montre l'équation 8.13 :

$$\phi = 2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot \frac{2 \cdot n(\nu) \cdot d}{c} - 2 \cdot \pi \cdot \nu_0 \cdot \frac{2 \cdot n(\nu_0) \cdot d}{c} . \quad (8.13)$$

Si nous effectuons un développement limité au premier ordre de l'indice de réfraction autour de la fréquence centrale, nous pouvons écrire :

$$n(\nu) = n(\nu_0) + (\nu - \nu_0) \cdot \left. \frac{\partial n(\nu)}{\partial \nu} \right|_{\nu_0} .$$

Ainsi, l'équation 8.13 devient :

$$\phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot d}{c} \cdot (\nu - \nu_0) \cdot \left[ n(\nu) - \nu \cdot \left. \frac{\partial n}{\partial \nu} \right|_{\nu_0} \right] . \quad (8.14)$$

Le lecteur pourra y reconnaître l'expression de l'indice de groupe  $n_g$ , ce qui nous permet d'exprimer le terme de phase selon l'équation 8.15 :

$$\phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot d \cdot n_g}{c} \cdot (\nu - \nu_0) . \quad (8.15)$$

Enfin, nous allons condenser cette expression afin d'alléger les calculs, en exprimant la phase cumulée  $\phi$  en fonction de la fréquence normalisée, et en introduisant une quantité caractéristique du milieu amplificateur  $A$  définie équation 8.16.

$$A = 2 \cdot n_g \quad (8.16)$$

D'où l'expression condensée finale de la phase cumulée sur un aller-retour présentée équation 8.17.

$$\phi = A \cdot (x - x_0) \quad (8.17)$$

L'intégration de cette forme condensée de la phase cumulée dans l'expression de la fonction d'Airy donnée par l'équation 8.11 nous permet de donner la fonction d'Airy du laser Fabry-Perot :

$$y = \frac{S}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(A \cdot (x - x_0)/2)} \quad (8.18)$$

## 8.4 Calcul de l'intensité et de la largeur de raie

Nous allons maintenant appliquer la fonction d'Airy généralisée du laser au calcul de la largeur de raie et de la puissance du laser.

### 8.4.1 Méthode de calcul

Nous avons déjà précisé que le gain petit signal  $G_0$  représente indirectement le paramètre de contrôle de l'expérimentateur sur le laser, le paramètre réel étant le courant de polarisation. Nous souhaitons donc exprimer la largeur de raie et l'intensité du laser  $Y$  en fonction du gain petit signal  $G_0$ . Nous rappelons aussi la définition du taux de pompage  $r$ , rapport du gain petit signal  $G_0$  sur les pertes  $L$ . Le seuil laser, défini par l'égalité du gain petit signal et des pertes, est donc défini pour  $r = 1$ .

L'équation générale à résoudre est une équation transcendante en  $Y$  (pour un gain petit signal  $G_0$  fixé) issue de la combinaison de l'équation 8.18 avec la définition présentée équation 8.8 :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S(x, Y)}{(1 - e^{-L+G(x, Y)})^2 + 4 \cdot e^{-L+G(x, Y)} \cdot \sin^2(A(x, Y) \cdot (x - x_0)/2)} \cdot dx \quad (8.19)$$

Cette équation n'est donc pas des plus évidentes à résoudre, et nécessite une approche numérique. Cependant, sa résolution nous donne l'intensité saturante  $Y$  qui nous permet de calculer les grandeurs précédemment définies telles que le gain  $G$ , l'émission spontanée  $S$  ou la grandeur caractéristique du milieu amplificateur  $A$ , toujours pour un taux de

pompage fixé (défini par  $G_0$ ). Nous sommes alors en mesure d'évaluer par l'équation 8.18 la densité spectrale de puissance et donc la largeur spectrale du laser.

La méthode ici présentée est générale. Nous allons par la suite simplifier l'équation transcendante 8.19 par des considérations physiques, et présenter pour un cas simple les évolutions de l'intensité et de la largeur spectrale avec le taux de pompage.

### 8.4.2 Expression analytique simplifiée

Nous allons ici simplifier le problème d'une manière élégante en étudiant un laser monomode et en travaillant uniquement autour de la fréquence laser  $x_0$ . Autour de cette fréquence centrale, nous pouvons supposer indépendants<sup>1</sup> de la fréquence les expressions de l'émission spontanée  $S$ , du gain  $G$  et de la dispersion contenue dans le terme  $A$ . Nous allons aussi développer au premier ordre autour de 0 le sinus présent au dénominateur de l'équation 8.18, ce qui nous donne :

$$y = \frac{S}{(1 - e^{-L+G})^2 + e^{-L+G} \cdot A^2 \cdot (x - x_0)^2} . \quad (8.20)$$

Cette dernière équation peut être présentée sous la forme d'une Lorentzienne :

$$y = \frac{S}{e^{-L+G} \cdot A^2} \cdot \frac{1}{\Gamma^2 + (x - x_0)^2} , \quad (8.21)$$

avec la demi-largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne  $\Gamma$  :

$$\Gamma = \frac{1 - e^{-L+G}}{A \cdot e^{-\frac{L+G}{2}}} = \frac{2}{A} \cdot \sinh\left(\frac{L - G}{2}\right) . \quad (8.22)$$

Nous déduisons donc l'intensité de l'expression 8.8 en utilisant l'intégration analytique de la Lorentzienne<sup>2</sup> :

$$Y = \frac{S}{e^{-L+G} \cdot A^2} \cdot \frac{\pi}{\Gamma} . \quad (8.23)$$

En insérant l'expression de  $\Gamma$  (équation 8.22) dans celle de l'intensité  $Y$  (équation 8.23), nous obtenons la relation :

$$Y = \frac{\pi \cdot S}{A} \cdot \frac{1}{e^{(-L+G)/2} - e^{3 \cdot (-L+G)/2}} . \quad (8.24)$$

Le lecteur aura remarqué que les équations 8.24 et 8.22 ne nous donnent pas directement l'intensité et la largeur, puisque le gain  $G$ , l'émission spontanée  $S$ , et le paramètre  $A$  caractéristique du milieu amplificateur dépendent de  $Y$ . L'équation 8.24 est donc une équation

<sup>1</sup>La plage d'étude spectrale en unités réelles est de quelques dizaine de GHz au-dessous du seuil ou quelques MHz au dessus du seuil, donc très petite à comparer aux 20 THz de la courbe de gain, donc de spontané.

<sup>2</sup>Nous utilisons la propriété connue de l'intégration d'une Lorentzienne :  $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\Gamma^2 + x^2} \cdot dx = \frac{\pi}{\Gamma}$  .



implicite en  $Y$  qui n'est autre qu'une forme simplifiée de l'équation transcendante 8.19. La résolution de cette équation pour chaque valeur du gain petit signal  $G_0$  nous permet donc de décrire l'évolution de l'intensité avec le taux de pompage, puis l'évolution de la largeur spectrale avec le taux de pompage via l'équation 8.22.

Les simplifications mathématiques effectuées nous ont donc permis de ramener la fonction d'Airy à une simple forme Lorentzienne dans le cas d'un laser monomode. Un premier point est donc que nous ne considérons qu'un seul pic de la fonction d'Airy normalement périodique, donc d'énergie infinie : nous évitons ainsi toute divergence. Il est possible de s'affranchir du problème d'une énergie infinie due à l'intégration de l'ensemble infini des pics de la fonction d'Airy de la densité spectrale de puissance. Il suffit pour cela de considérer une limitation spectrale à l'émission spontanée. Mais l'émission spontanée a une très grande extension spectrale devant la largeur spectrale du laser. Si nous souhaitons décrire l'extension spectrale de l'émission spontanée ainsi que la raie laser, nous sommes confrontés à de gros calculs numériques<sup>3</sup>, puisqu'il nous faudrait décrire les fréquences avec un pas petit sur une grande plage.

D'autre part, l'approximation par une Lorentzienne nous permet de donner une expression analytique de l'équation intégrale de la puissance, et ainsi de traiter le problème de manière plus élégante.

### 8.4.3 Tracé de l'intensité saturante et de la largeur spectrale pour un cas simple

Nous allons tracer ici l'évolution de l'intensité saturante et de la largeur spectrale avec le gain petit signal dans un cas simple. Nous avons déjà introduit quelques simplifications, et allons encore épurer le modèle en négligeant la dépendance en intensité du spontané  $S$  et du terme  $A$  caractéristique du milieu amplificateur. L'ensemble des hypothèses jusqu'ici considérées sont donc les suivantes :

- nous travaillons autour de la résonance laser,
- nous négligeons la dépendance du gain en fréquence,
- nous négligeons la saturation du spontané ainsi que sa dépendance en fréquence,
- nous négligeons la saturation du terme caractéristique du milieu amplificateur ainsi que sa dépendance en fréquence,

Compte tenu de ces simplifications, l'équation implicite en  $Y$  devient une simple équation dont la seule variable est  $Y$  :

$$Y = \frac{\pi \cdot S}{A} \cdot \frac{1}{e^{\frac{1}{2} \cdot \left(-L + \frac{G_0}{1+Y}\right)} - e^{\frac{3}{2} \cdot \left(-L + \frac{G_0}{1+Y}\right)}} \quad (8.25)$$

Nous allons donc résoudre de manière numérique cette équation pour chaque valeur du gain petit signal  $G_0$  afin de trouver l'intensité saturante  $Y$ . Nous pourrions alors déterminer

<sup>3</sup>Compte tenu des technologies actuelles, de tels calculs restent faisables, mais le temps de calcul dépensé ne justifie pas le peu de précision apportée.

la largeur spectrale du laser en utilisant l'équation 8.22.

La table suivante résume les paramètres utilisés pour cette étude :

Quantité physique	Symbole	Valeur
Pertes	$L$	0,1
Taux de pompage	$r$	de 0 à 4
Émission spontanée	$S$	$10^{-4}$
Paramètre du milieu amplificateur	$A$	6

Nous pouvons ainsi présenter la dépendance de l'intensité et de la largeur de raie tel que le montre la figure 8.2. En ce qui concerne l'intensité, nous reconnaissons une allure classique, caractérisée par un seuil d'émission laser semblable à la courbe expérimentale que nous avons présentée sur la figure 2.5. Nous trouvons aussi un comportement classique d'allure cohérente avec l'expérience en ce qui concerne la largeur spectrale et pouvons remarquer qu'elle décroît avec le taux de pompage.

Le lecteur aura remarqué que nous pouvons tracer l'intensité et la largeur spectrale tant au-dessus qu'au-dessous du seuil. Nous allons voir que c'est là une qualité à comparer à des modèles traditionnels tel que celui de Lamb qui ne donne dans sa forme la plus simple que l'intensité au-dessus du seuil.

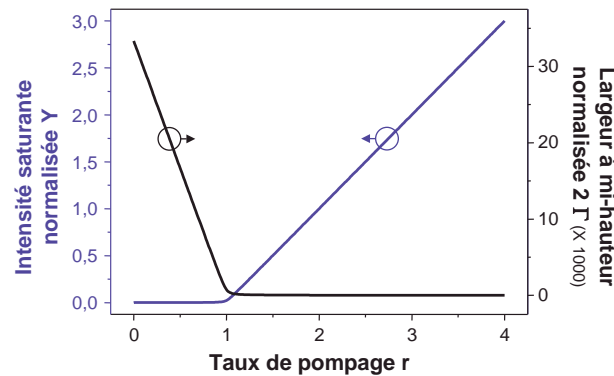


FIG. 8.2 – Intensité saturante et pleine-largeur spectrale d'un laser Fabry-Perot.

#### 8.4.4 Comparaison au modèle de Lamb

Le modèle de Lamb est un modèle bien connu de la physique des lasers. Ce modèle a pour qualité principale sa grande simplicité, mais pour défauts dans sa forme la plus simple qu'il ne permet pas une description de la largeur spectrale, et qu'il n'est valide qu'au-dessus du seuil. Pour décrire la largeur de raie, il est nécessaire d'ajouter des termes de bruit stochastiques, dits de Langevin, qui peuvent être reliés à la nature quantique de l'interaction rayonnement-matière. Des théories plus évoluées, basées sur le modèle de Lamb, prennent en compte l'architecture de la cavité [235]. Néanmoins, ces théories ne

permettent pas de décrire le comportement de la raie à travers et au-dessous du seuil. Un modèle simple dit de *densité photonique* [236] permet lui de décrire dans une première approximation le passage du seuil. Des modèles [237] plus complexes utilisant la théorie de Fokker-Planck permettent une description plus soignée [238], c'est aussi le cas de modèles [239] utilisant des théories quantiques semi-classiques.

Nous nous plaçons donc ici dans le cas du laser polarisé au dessus du seuil, c'est à dire pour  $G_0 > L$ . Le modèle de Lamb est basé sur l'égalité du gain saturé et des pertes en régime laser, i.e.  $G = L$ . Compte tenu de l'expression du gain définie par l'équation 8.9, nous déduisons l'expression de l'intensité  $Y_L$  pour le modèle de Lamb :

$$Y_L = \frac{G_0}{L} - 1 = r - 1 . \quad (8.26)$$

Ce modèle permet notamment de montrer que l'efficacité d'un laser, définie comme la pente de la caractéristique en puissance, est inversement proportionnelle aux pertes. Nous remarquons qu'une telle expression de l'intensité saturante fait diverger la fonction d'Airy présentée à l'équation 8.25.

Nous allons étudier l'écart  $\delta Y$  de notre solution à la solution de Lamb et posons par conséquent :

$$Y = Y_L + \delta Y . \quad (8.27)$$

Puisque le modèle de Lamb n'est défini qu'au-dessus du seuil, nous pouvons simplifier l'expression 8.24 en utilisant le fait que le régime laser est caractérisé par  $L \approx G$ , ou encore  $-L + G \ll 1$ . Nous pouvons ainsi développer les exponentielles au premier ordre autour de 0, et aboutir à l'expression :

$$Y = \frac{\pi \cdot S}{A} \cdot \frac{1}{L - G} . \quad (8.28)$$

D'autre part, nous pouvons développer le terme  $L - G$  de la manière suivante :

$$L - \frac{G_0}{1 + Y_L + \delta Y} = L - \frac{G_0}{1 + Y_L} \cdot \left(1 + \frac{\delta Y}{1 + Y_L}\right)^{-1} .$$

Or,

$$\left(1 + \frac{\delta Y}{1 + Y_L}\right)^{-1} \approx 1 - \frac{\delta Y}{1 + Y_L} \quad \text{car} \quad \delta Y \ll (1 + Y_L) ,$$

d'où :

$$L - G \approx \underbrace{L - \frac{G_0}{1 + Y_L}}_0 + \frac{G_0 \cdot \delta Y}{(1 + Y_L)^2} \approx \frac{G_0 \cdot \delta Y}{(1 + Y_L)^2} . \quad (8.29)$$

Si nous remplaçons ce dernier terme dans l'expression 8.28, nous pouvons déduire l'expression de l'écart à la solution de Lamb :

$$\delta Y = \frac{\pi \cdot S \cdot (1 + Y_L)^2}{A \cdot G_0 \cdot Y_L} . \quad (8.30)$$

Nous remarquons ici que cet écart s'annule si nous négligeons l'émission spontanée. C'est notamment par la prise en compte du terme source du laser qu'est l'émission spontanée que le modèle de la fonction d'Airy généralisée se distingue de celui de Lamb. Elle s'en distingue aussi par la prise en compte du filtrage dû à la cavité.

Nous pouvons maintenant déduire l'expression de la pleine largeur spectrale du laser en fonction du gain petit signal  $G_0$  en reprenant l'expression de la demi-largeur  $\Gamma$  (équation 8.22) avec l'approximation présentée équation 8.29 et l'expression de l'écart à la solution de Lamb (équation 8.30) :

$$2 \cdot \Gamma = \frac{4}{A} \cdot \sinh \left( \frac{G_0 \cdot \delta Y}{2 \cdot (1 + Y_L)^2} \right) = \frac{4}{A} \cdot \sinh \left( \frac{\pi \cdot S}{2 \cdot A \cdot Y_L} \right) . \quad (8.31)$$

Puisque nous travaillons dans l'espace des fréquences normalisées relativement à l'intervalle spectral libre de la cavité, et que nous savons que la largeur spectrale d'une raie laser est très petite devant l'ISL, nous pouvons supposer  $\Gamma \ll 1$  et donc développer le sinus hyperbolique au premier ordre autour de 0, d'où l'expression finale de la pleine largeur à mi-hauteur :

$$2 \cdot \Gamma = \frac{2 \cdot \pi \cdot S}{A^2 \cdot Y_L} = \frac{2 \cdot \pi \cdot S \cdot L}{A^2 \cdot (G_0 - L)} . \quad (8.32)$$

Nous pouvons dans un premier temps vérifier par cette formule que le modèle de Lamb ne permet pas d'évaluer la largeur spectrale d'un laser, puisqu'il ne tient pas compte de l'émission spontanée ( $S = 0$ ). Nous pouvons aussi retrouver par ces formules les propriétés connues de la largeur de raie d'un laser :

- elle est inversement proportionnelle à l'intensité du laser, donc d'autant plus petite que le gain petit signal  $G_0$  est grand,
- elle est proportionnelle à l'importance de l'émission spontanée,
- elle dépend du milieu amplificateur via le terme  $A$ , i.e. de l'indice de groupe,
- elle est proportionnelle aux pertes.

Ces deux premiers points sont ceux déjà établis de manière empirique par la formule de Schawlow-Townes. À cette expression serait à rajouter le facteur de couplage phase-amplitude, plus connu sous le nom de facteur de Henry tel que définit par HENRY [11] en 1982, d'importance non négligeable [240] sur la valeur absolue de la largeur de raie. Nous savons aussi que ce paramètre est essentiel dans la description de l'injection optique, puisqu'il traduit les dissymétries observées lors des cartographies.

Nous allons maintenant reprendre les courbes présentées sur la figure 8.2 afin de comparer notre modèle à celui de Lamb. Cette comparaison est présentée sur la figure 8.3. La fonction d'Airy généralisée au laser nous permet donc de tracer l'évolution de l'intensité tant au-dessus qu'au-dessous de seuil, contrairement au modèle de Lamb. Nous pouvons observer l'influence de l'émission spontanée principalement lors du passage du seuil laser. Loin au-dessus du seuil, l'intensité laser est beaucoup plus importante que le spontané qui

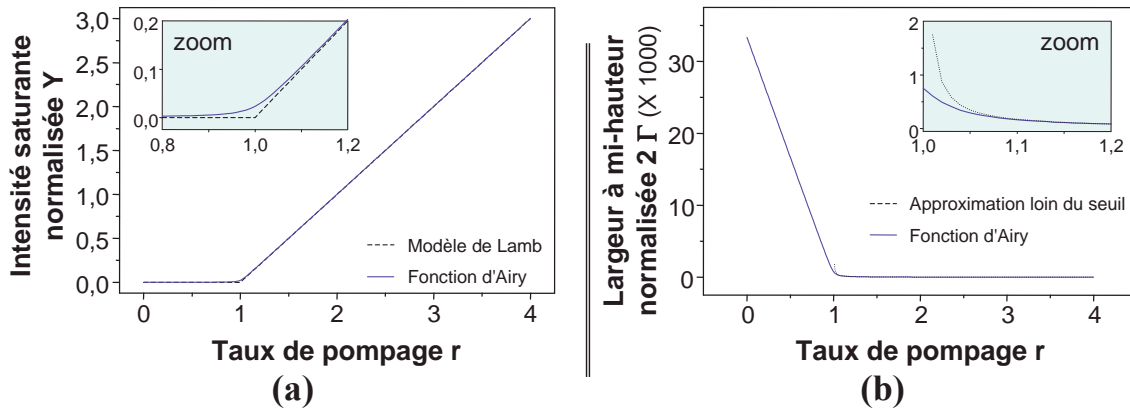


FIG. 8.3 – Comparaison des modèles de la fonction d'Airy généralisée et de Lamb.

n'a plus d'influence, c'est pourquoi les deux modèles se rapprochent. Quant à l'évolution de la largeur spectrale, nous avons comparé l'expression calculée au paragraphe §8.4.3 avec l'équation simplifiée 8.32 qui est valable uniquement au-dessus du seuil. Nous pouvons ainsi vérifier que cette dernière équation se rapproche de celle calculée tant au-dessus du seuil qu'au-dessous du seuil lorsque nous nous éloignons du seuil seulement.

#### 8.4.5 Dernières avancées

Il est bon de noter les dernières avancées du laboratoire sur la modélisation d'un laser par la fonction d'Airy généralisée. Nous avons pu montrer que la méthode repose sur la résolution de l'équation transcendante :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot dx \quad \text{avec} \quad y = S \cdot T_{cavite} ,$$

pour laquelle  $y$  n'est autre que le produit de la fonction de transfert  $T_{cavite}$  de la cavité Fabry-Perot par le terme source  $S$  qu'est l'émission spontanée. Il est donc possible de généraliser cette méthode à tout type de laser dont nous connaissons la fonction de transfert. C'est le cas par exemple des lasers à contre-réaction distribuée. Cependant, nous sommes généralement confrontés à la résolution d'une équation transcendante que nous ne pouvons pas transformer en une équation implicite, puisque rares sont les structures dont les fonctions de transfert sont des fonctions mathématiques connues dont l'intégration est analytique (telle la Lorentzienne) : nous devons donc utiliser des méthodes uniquement numériques pour la résolution de l'équation transcendante. De tels travaux ont été engagés dans le cadre du stage de maîtrise de Jean-François LECLERC effectué dans notre laboratoire.

## Chapitre 9

# Fonction d'Airy d'un laser injecté

### 9.1 Présentation générale

Nous allons maintenant présenter l'application de la fonction d'Airy généralisée au cas de l'injection optique, i.e. pour un laser esclave injecté par un laser maître. Vis à vis du laser esclave, le signal maître n'est autre qu'un terme source qui doit être sommé à l'émission spontanée du laser esclave, et sa structure est identique à celle du laser esclave libre. Nous pouvons donc présenter les densités spectrales de puissance normalisée des lasers maître et esclave, respectivement  $y_M$  et  $y_E$  tel que le présentent les équations 9.1 et 9.2. Nous y introduisons le coefficient complexe  $\eta$  qui caractérise le facteur à appliquer au champ injecté pour traduire la fraction de son amplitude qui pénètre dans la cavité esclave.

$$y_M(x) = \frac{S_M(x)}{(1 - e^{-L_M+G_M(x)})^2 + 4 \cdot e^{-L_M+G_M(x)} \cdot \sin^2(A_M(x) \cdot (x - x_M)/2)} \quad (9.1)$$

$$y_E(x) = \frac{S_E(x) + \eta \cdot y_M(x)}{(1 - e^{-L_E+G_E(x)})^2 + 4 \cdot e^{-L_E+G_E(x)} \cdot \sin^2(A_E(x) \cdot (x - x_E)/2)} \quad (9.2)$$

N'oublions pas que  $S, G$  et  $A$  dépendent a priori de  $Y$ .

### 9.2 Injection en centre de raie

Nous nous plaçons ici pour une injection avec désaccord nul, c'est-à-dire que les fréquences des lasers maître et esclave sont égales, à savoir  $x_M = x_E = x_0$ . Nous pouvons alors reprendre les hypothèses déjà posées dans les parties précédentes afin d'approcher ces fonctions d'Airy par des Lorentziennes. Nous considérons donc que nous travaillons autour de la fréquence  $x_0$ , et supposons les termes  $S, A$ , et  $G$  indépendants de la fréquence, d'où les expressions simplifiées :

$$y_M(x) = \frac{S_M}{A_M^2 \cdot e^{-L_M+G_M}} \cdot \frac{1}{\Gamma_M^2 + (x - x_0)^2}, \quad (9.3)$$

$$y_E(x) = \frac{S_E + \eta \cdot y_M(x)}{A_E^2 \cdot e^{-L_E + G_E}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_0)^2} . \quad (9.4)$$

Nous supposons connue la puissance saturante maître  $Y_M$  dont dépendent les termes  $G_M$ ,  $S_M$ ,  $A_M$  et  $\Gamma_M$  : nous l'obtenons tel que montré au cours des paragraphes précédents. Si nous développons l'expression de la densité spectrale de puissance esclave injecté, nous obtenons la relation :

$$y_E(x) = \frac{S_E}{A_E^2 \cdot e^{-L_E + G_E}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_0)^2} + \frac{1}{A_E^2 \cdot e^{-L_E + G_E}} \cdot \frac{\eta \cdot S_M}{A_M^2 \cdot e^{-L_M + G_M}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_0)^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_M^2 + (x - x_0)^2} . \quad (9.5)$$

Nous obtenons alors par intégration<sup>1</sup> sur les fréquences normalisées l'équation implicite en puissance saturante  $Y_E$ , pour laquelle nous rappelons la dépendance en  $Y_E$  des différents termes :

$$Y_E = \frac{S_E(Y_E)}{e^{-L_E + G_E(Y_E)} \cdot A_E^2(Y_E)} \cdot \frac{\pi}{\Gamma_E(Y_E)} + \frac{1}{e^{-L_E + G_E(Y_E)} \cdot A_E^2(Y_E)} \cdot \frac{\eta \cdot S_M}{e^{-L_M + G_M} \cdot A_M^2} \cdot \frac{\pi}{\Gamma_E(Y_E) \cdot \Gamma_M \cdot (\Gamma_E(Y_E) + \Gamma_M)} . \quad (9.6)$$

La résolution numérique de cette équation, en utilisant l'équation 8.22, nous permet donc de déterminer l'intensité saturante du laser esclave injecté  $Y_E$ , et alors de déterminer la densité spectrale du laser injecté  $y_E$ .

Nous proposons de présenter la cohérence de ce modèle par une approche numérique ayant les mêmes hypothèses que celles posées au paragraphe §8.4.3, à savoir que nous ajoutons aux hypothèses déjà posées dans le présent paragraphe le fait que  $S$  et  $A$  sont des constantes devant la fréquence. Nous allons donc résoudre de manière numérique l'équation 9.6 pour différentes valeurs du taux d'injection  $\eta$ , et tracerons la densité spectrale de puissance.

La table suivante résume les paramètres utilisés pour cette étude :

Quantité physique	Symbole	Valeur maître	Valeur esclave libre
Pertes	$L$	0,01	0,1
Taux de pompage	$r$	22	1,1
Émission spontanée	$S$	$10^{-4}$	$10^{-4}$
Paramètre du milieu amplificateur	$A$	6	6

Nous avons polarisé le laser esclave à 1,2 fois son seuil afin de se placer dans le cas du laser détecteur pour l'injection faibles signaux. La méthode présentée au paragraphe §8.4.3 nous permet de calculer la puissance saturante de l'esclave libre ainsi que sa densité spectrale de puissance, donc sa largeur spectrale. Nous avons alors fixé les paramètres

<sup>1</sup>Nous utilisons une propriété connue des Lorentziennes quant à l'intégration du produit de deux Lorentziennes :  $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\Gamma_1^2 + x^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_2^2 + x^2} \cdot dx = \frac{\pi}{\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2)} .$

du laser maître de telle sorte qu'il soit environ 100 fois plus fin spectralement que l'esclave. Afin d'affiner la raie du laser maître, nous avons naturellement diminué ses pertes et augmenté son taux de pompage. Le choix des paramètres ainsi proposés dans la table précédente amène donc aux paramètres suivants en ce qui concerne la caractéristique des lasers :

Quantité physique	Symbole	Valeur maître	Valeur esclave libre
Pleine-largeur à mi-hauteur	$\Gamma$	$8,3 \cdot 10^{-7}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$
Intensité saturante	$Y$	21	0,2

La figure 9.1 montre l'excellente cohérence des résultats numériques avec les observations expérimentales déjà présentées figure 4.22.

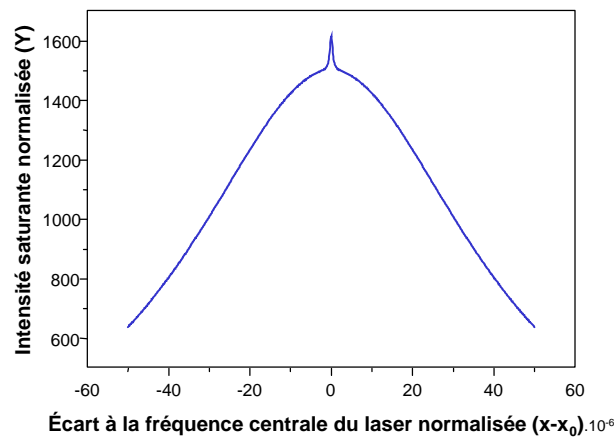


FIG. 9.1 – Densité spectrale de puissance normalisée théorique du laser esclave injecté en centre de raie.

*Le laser esclave est polarisé à 1,2 fois son seuil, l'intensité saturante normalisée du maître  $Y_M$  est de 21, l'intensité normalisée de l'esclave libre  $Y_E$  de 0,2. Le taux d'injection  $\eta$  vaut  $4,8 \cdot 10^{-13}$ .*

La figure 9.2 montre quant à elle l'évolution du spectre du laser esclave avec la puissance injectée et est encore une fois en très bon accord avec les courbes expérimentales telle la figure 4.24. Cette figure montre comment l'énergie de l'esclave se répartit progressivement dans la bande spectrale excitée par le maître. Nous avons volontairement tronqué le haut des courbes afin de se concentrer sur le piédestal du spectre du laser esclave injecté.

Nous avons aussi étudié l'évolution du maximum de la densité spectrale de puissance pour différentes puissances injectées, et ce à différents courants de polarisation du laser esclave. Puisque nous souhaitons étudier le laser détecteur comme un amplificateur de faibles signaux cohérents, nous souhaitons en étudier le gain. Comme nous avons pu le définir au paragraphe §4.4.6, le gain est le rapport de la puissance de l'esclave injecté contenue dans la bande spectrale du maître, sur la puissance maître injectée tel que le



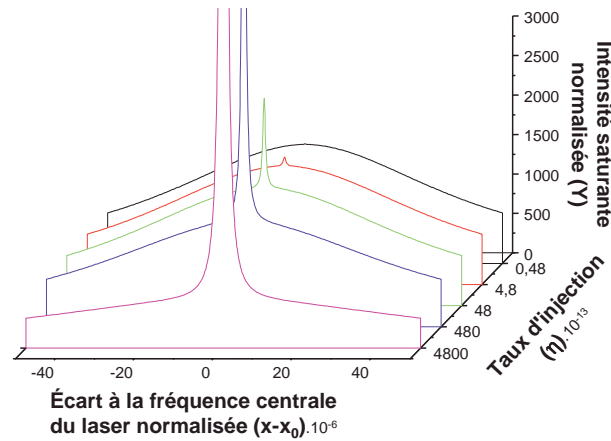


FIG. 9.2 – Densité spectrale de puissance normalisée théorique du laser esclave injecté en centre de raie pour différents taux d'injection.

*Le laser esclave est polarisé à 1,2 fois son seuil, l'intensité saturante normalisée du maître  $Y_M$  est de 21, et l'intensité normalisée de l'esclave libre  $Y_E$  est de 0,2.*

présente l'équation 9.7 :

$$\text{Gain} = \frac{P_{\text{bande spectrale maître de l'esclave sous injection}}}{P_{\text{injectée}}} . \quad (9.7)$$

Afin d'évaluer la puissance de l'esclave injecté contenue dans la bande du maître, nous avons calculé l'aire d'une Lorentzienne de largeur spectrale celle du maître, et d'amplitude le maximum de la densité spectrale de puissance de l'esclave injecté. Nous présentons sur la figure 9.3 (a) l'évolution de cette puissance de l'esclave injecté contenue dans la bande spectrale du maître en fonction de la puissance injectée, et ce pour différents courants de polarisation du laser esclave. Nous pouvons aussi observer sur la figure (b) le gain déduit de cette dernière grandeur. Encore une fois, ces courbes se rapprochent très bien par leurs allures de celles trouvées expérimentalement, à savoir les figures 4.26 et 4.27. Nous n'avons pas cherché à reproduire ici l'expérience, c'est-à-dire que les paramètres choisis pour les lasers ne sont pas les mêmes que ceux de l'expérience, l'objectif ici étant juste de montrer la validité du modèle de manière qualitative. Cependant, le lecteur pourra trouver un excellent accord quantitatif entre le modèle et l'expérience en se référant à la figure 4.27.

Ces courbes ont déjà été décrites dans la partie expérimentale, mais nous allons tout de même rappeler ou préciser certains points. Tout d'abord, la remontée du gain pour les faibles puissances injectées est une conséquence de la définition posée pour le gain. Comme le montre la relation 9.7, le gain est inversement proportionnel à la puissance injectée, donc a tendance à diverger si la puissance injectée tend vers zéro, puisque le numérateur tend vers une quantité finie sans injection, à savoir la puissance esclave libre contenue dans une bande spectrale de largeur celle du maître. Une définition du gain prenant en compte le rapport signal sur bruit, à savoir la différence entre le maximum de la densité spectrale de puissance du laser injecté et le maximum de la densité spectrale de puissance du laser esclave libre, le tout divisé par la puissance injectée, permettrait d'évi-

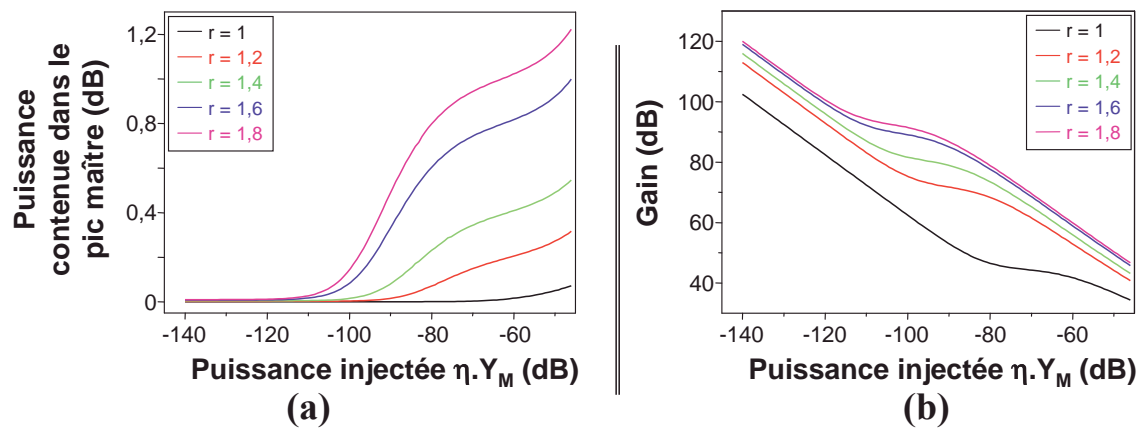


FIG. 9.3 – Détectivité et gain du laser détecteur.  
Le laser esclave est polarisé à différents courants de seuil.

ter cette divergence. Un autre point fondamental concerne l'inflexion de la courbe de gain : autour de ce point d'inflexion, la dérivée du gain est nulle, donc la pente du gain est nulle, ce qui se traduit par un plateau plus ou moins visible selon les paramètres de notre simulation<sup>2</sup>. Ce plateau traduit un gain constant, donc un régime d'amplification linéaire du signal maître par le signal esclave : c'est ce que nous définissons comme la faible injection. La valeur du gain sur ce plateau nous donne donc ici une mesure du gain stimulé de la cavité laser : ceci est à notre connaissance la première mesure expérimentale de ce paramètre, et le lecteur trouvera une publication invitée à ce sujet en annexe de ce document. Dans ce régime d'amplification linéaire, le laser maître injecté et l'émission spontanée amplifiée du laser esclave sont en compétition car du même ordre de grandeur, et le signal injecté prend d'autant plus de puissance au spontané amplifié que la puissance injectée est grande. Pour de plus grandes puissances injectées, le signal injecté devient plus important que l'émission spontanée de l'esclave : toute la puissance de l'esclave a été transférée au signal maître injecté, donc nous entrons dans un régime de saturation pour lequel le spectre de l'esclave injecté est une Lorentzienne de largeur spectrale celle du maître et de puissance celle de l'esclave libre<sup>3</sup>. Comme nous l'avons décrit dans la partie expérimentale, nous retrouvons ici des allures caractéristiques des amplificateurs à semi-conducteurs, avec cependant un gain plus important d'une dizaine de dB pour l'esclave injecté.

Un autre point à notre avis d'importance consiste à étudier l'injection faibles signaux pour des lasers maîtres de largeur spectrale variable. Comme nous avons pu le décrire dans la partie expérimentale (cf. §5.2.2), ces études devraient pouvoir nous offrir une

<sup>2</sup>Le plateau n'est pas très prononcé en ce qui concerne les simulations ici présentées, mais il l'est beaucoup plus pour les courbes expérimentales et théoriques présentées à la figure 4.27.

<sup>3</sup>À ce niveau de puissances injectées, nous pouvons encore considérer que la puissance du signal maître injecté est négligeable devant la puissance du laser esclave libre, ce qui n'est plus vrai pour de plus fortes puissances injectées.

mesure de largeur spectrale pour des signaux très cohérents (pleine largeur spectrale à mi-hauteur inférieure au kHz). La figure 9.4 montre l'évolution du maxima de la densité

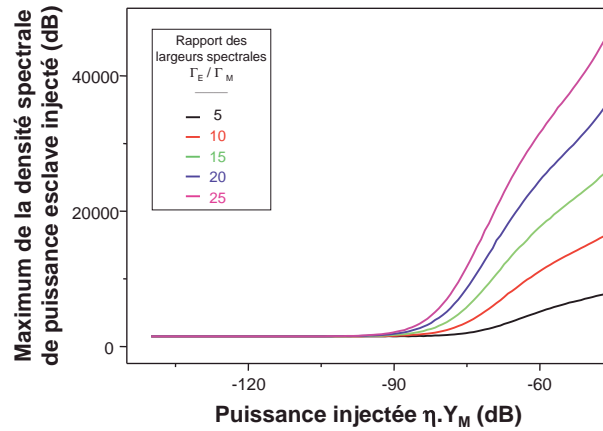


FIG. 9.4 – Influence théorique de la largeur spectrale du laser maître dans l'efficacité de l'injection faibles signaux.

*Le laser esclave est polarisé à 1,1 fois son seuil.*

spectrale de puissance de l'esclave injecté en fonction de la puissance injectée pour des lasers maîtres plus ou moins cohérents. Nous mettons donc ici en évidence ce que nous avons observé de manière théorique : en régime de faible injection, l'efficacité de l'injection est d'autant plus grande que le laser maître est cohérent. Si nous utilisons une source de référence dont la largeur spectrale est connue, nous devrions pouvoir en déduire la largeur spectrale d'une source plus fine spectralement par la comparaison de l'évolution des maxima de la puissance du laser esclave injecté par ces deux sources.

Il faut noter un point important quant à la mesure expérimentale des maxima de la densité spectrale de puissance de l'esclave injecté. Ces mesures sont acquises avec un analyseur de spectre Fabry-Perot d'analyse dont la finesse ne permet pas de résoudre les composantes maître. Les spectres observés expérimentalement sont donc la convolution des spectres réels par la fonction d'appareil de l'analyseur : nous avons décrit les conséquences d'une telle convolution dans la partie expérimentale (cf. §5.2.2). Afin de pouvoir tirer une méthode de mesure de largeur de raie par cette expérience, il faudrait donc appliquer la fonction d'appareil du Fabry-Perot d'analyse aux spectres théoriques.

### 9.3 Injection pour un désaccord non nul

Nous allons maintenant nous intéresser au cas d'un désaccord non nul : nous injectons un signal maître de fréquence située en dehors de la plage spectrale de la raie laser esclave libre, mais très proche de la fréquence esclave libre devant la plage de gain disponible pour l'esclave. Nous noterons  $\Delta$  le désaccord en fréquence normalisée entre les deux lasers. Nous reprenons les équations 9.1 et 9.2 ainsi que les hypothèses déjà posées

dans les parties précédentes afin d'approcher ces fonctions d'Airy par des Lorentziennes. Nous considérons donc que nous travaillons autour de la fréquence du laser esclave libre  $x_E$ , et supposons les termes  $S$ ,  $A$ , et  $G$  indépendants de la fréquence, d'où les expressions simplifiées :

$$y_M(x) = \frac{S_M}{A_M^2 \cdot e^{-L_M+G_M}} \cdot \frac{1}{\Gamma_M^2 + (x - x_M)^2}, \quad (9.8)$$

$$y_E(x) = \frac{S_E + \eta \cdot y_M(x)}{A_E^2 \cdot e^{-L_E+G_E}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_E)^2}. \quad (9.9)$$

Nous supposons connue la puissance saturante maître  $Y_M$  dont dépendent les termes  $G_M$ ,  $S_M$ ,  $A_M$  et  $\Gamma_M$  : nous l'obtenons tel que montré au cours des paragraphes précédents. Si nous développons l'expression de la densité spectrale de puissance esclave injecté, nous obtenons la relation :

$$y_E(x) = \frac{S_E}{A_E^2 \cdot e^{-L_E+G_E}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_E)^2} + \frac{1}{A_E^2 \cdot e^{-L_E+G_E}} \cdot \frac{\eta \cdot S_M}{A_M^2 \cdot e^{-L_M+G_M}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + (x - x_E)^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_M^2 + (x - x_M)^2}. \quad (9.10)$$

Nous obtenons alors par intégration<sup>4</sup> sur les fréquences normalisées l'équation implicite en puissance saturante  $Y_E$ , dont nous rappelons la dépendance en  $Y_E$  des différents termes :

$$Y_E = \frac{S_E(Y_E)}{e^{-L_E+G_E(Y_E)} \cdot A_E^2(Y_E)} \cdot \frac{\pi}{\Gamma_E(Y_E)} + \frac{1}{e^{-L_E+G_E(Y_E)} \cdot A_E^2(Y_E)} \cdot \frac{\eta \cdot S_M}{e^{-L_M+G_M} \cdot A_M^2} \cdot \frac{\pi \cdot (\Gamma_E + \Gamma_M)}{\Gamma_E(Y_E) \cdot \Gamma_M \cdot [(\Gamma_E(Y_E) + \Gamma_M)^2 + \Delta^2]}. \quad (9.11)$$

La résolution numérique de cette équation, en utilisant l'équation 8.22, nous permet donc de déterminer l'intensité saturante du laser esclave injecté  $Y_E$ , et alors de déterminer la densité spectrale du laser injecté  $y_E$ .

Nous présentons sur la figure 9.5 les résultats d'une simulation effectuée sur ce principe. Nous pouvons encore une fois remarquer l'excellent accord qualitatif entre la théorie et les courbes expérimentales présentées au paragraphe §4.5. Les spectres optiques du laser esclave injecté par un laser maître désaccordé nous montrent comment l'énergie de l'esclave se répartit dans le domaine des fréquences pour le régime de faible injection : la puissance se déplace progressivement de la bande spectrale de l'esclave libre, vers la bande spectrale maître. Comme nous l'avions présenté dans la partie expérimentale, cette étude confirme les prédictions du modèle d'Adler quant à l'effet d'attraction en fréquence. Nous pouvons en effet observer dans l'encart de la figure la fréquence du maximum de la composante esclave du spectre de l'esclave injecté se rapprocher progressivement de la fréquence maître. Nous observons aussi la composante esclave s'élargir progressivement tel que nous l'avions observé expérimentalement.

<sup>4</sup>Nous utilisons une propriété connue des Lorentziennes quant à l'intégration du produit de deux Lorentziennes désaccordées :  $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\Gamma_1^2 + x^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_2^2 + (x - \Delta)^2} \cdot dx = \frac{\pi \cdot (\Gamma_1 + \Gamma_2)}{\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 \cdot [(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2 + \Delta^2]}.$

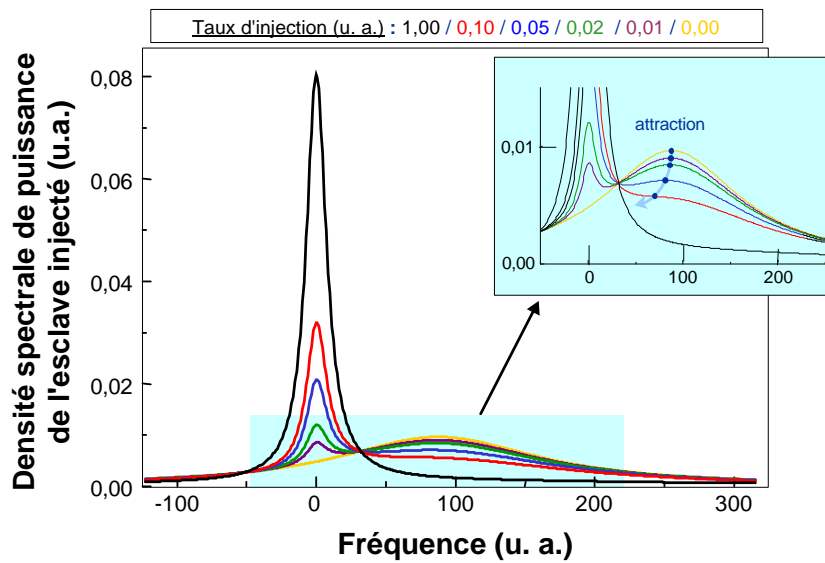


FIG. 9.5 – Spectres théoriques de l'esclave injecté sous attraction en fréquence.

## 9.4 Perspectives

Nous avons présenté ici la qualité du modèle de la fonction d'Airy généralisée au laser, et appliqué au cas de l'injection de faibles signaux. Nous montrons que ce modèle est d'une grande simplicité et qu'il peut décrire tant d'une manière qualitative que quantitative les phénomènes que nous avons pu observer expérimentalement. Le lecteur aura remarqué que quelques points restent à affiner quant à ces études théoriques.

Le premier point serait de faire apparaître dans les spectres optiques du laser esclave injecté l'effet de filtrage du Fabry-Perot d'analyse afin notamment de donner une méthode précise quant à la mesure de largeurs spectrales de lasers très cohérents.

D'autre part, l'étude sur l'attraction en fréquence serait à exploiter afin de tirer des courbes similaires aux courbes expérimentales pour lesquelles nous traçons l'évolution de la fréquence du maximum de la composante esclave du spectre du laser esclave injecté, ainsi que sa largeur, en fonction de la puissance injectée.

Nous avons sinon évoqué dans la partie expérimentale la possibilité de pouvoir mesurer le taux d'émission spontanée d'un laser, toujours dans le cas d'une injection faibles signaux. Nous n'avons pas étudié ce point de manière numérique, mais cela ne devrait pas poser de problème majeur, puisqu'il suffit de tracer l'évolution du maxima du spectre optique de l'esclave injecté en fonction de la puissance injectée, et ce à différents taux d'émission spontanée du laser esclave. Nous devrions pouvoir en tirer une méthode de mesure de ce paramètre souvent méconnu.

Enfin, nous avons pu indiquer que des travaux avaient été effectués par Jean-François LECLERC sur l'utilisation de la fonction d'Airy généralisée et appliquée à tous types de lasers, alors que nous avons en travaillé jusqu'ici pour des lasers de type Fabry-Perot. Si la méthode présentée dans ce document a l'élégance d'une méthode en grande partie analytique, la généralisation de ce modèle à tout type de laser est un outil numérique qui devrait nous permettre d'étudier des lasers dont la fonction de transfert est plus complexe, tel que les lasers à contre-réaction répartie. Nous pourrions donc notamment modéliser des lasers tels que ceux fabriqués, à savoir des lasers à fibre à contre-réaction répartie.





# Conclusion





# Conclusion

Nous avons présenté une étude comparative de l'injection optique quasi-statique scalaire pour des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre. Cette étude se situe dans le cadre général qu'est l'injection optique, domaine largement étudié pour des lasers de différentes natures, mais principalement pour les lasers à semi-conducteurs. Elle se situe aussi dans la continuité de celle sur l'injection optique avec des lasers à semi-conducteurs effectuée au laboratoire par Renaud GABET.

Les lasers à fibre sont des sources fabriquées à l'Université Laval dont nous avons détaillé la fabrication, les problèmes rencontrés et les avancées réalisées. Les derniers lasers fabriqués répondent parfaitement aux exigences requises pour les expériences d'injection optique : les sources sont monomodes robustes avec un seul mode de polarisation ( $\text{SMSR} > 28 \text{ dB}$ ), accordables en longueur d'onde (sur plusieurs nm), stables en fréquence (gigue inférieure à 3 MHz). Des études restent cependant à mener notamment dans la caractérisation longitudinale des composants par réflectométrie complexe à faible cohérence. La fabrication de ces lasers nous a permis de les connaître dans les moindres détails avant d'entamer les études sur l'injection optique.

Nous avons détaillé l'étude de l'injection optique entre lasers à semi-conducteurs, et nous nous sommes servis de cette étude afin de poser les fondements de l'injection optique. Nous avons notamment posé les paramètres de contrôle d'une injection optique, à savoir les trois grandeurs que sont :

- la puissance injectée,
- le désaccord,
- et le taux de pompage de l'esclave.

Nous avons aussi clairement identifié deux domaines de l'injection optique, selon la gamme de puissances injectées :

- l'injection usuelle : puissances injectées moyennes (supérieures à -30 dBm) à fortes (supérieures à -10 dBm),
- l'injection faibles signaux : puissances injectées très faibles, inférieures à -30 dBm et allant jusqu'à -120 dBm.

Nous définissons le passage du domaine de la très faible injection à celui de la faible injection par la modification de la forme de raie du laser injecté à laquelle vient se greffer une composante linéairement amplifiée à la fréquence maître. Le passage des faibles injections aux injections moyennes se caractérise par la saturation de l'amplification de cette composante maître. Quant au passage aux fortes puissances injectées, il se traduit par l'apparition de régimes chaotiques, de relaxation ou encore bistables.

Dans le cadre des injections de puissances moyennes à fortes, nous avons pu rencontrer de nombreux régimes d'injection du laser esclave : accrochage total, chaos, mélanges d'ondes simple, double ou quadruple, relaxation. Quelques cartographies de ces régimes ont été effectuées dans le plan défini par la puissance injectée et le désaccord, et ce à différents taux de pompage du laser esclave et pour deux polarisations rectilignes orthogonales du laser maître. Plusieurs avancées originales sont à relever dans ces cartographies :

- la cartographie du fonctionnement bistable : nous observons de larges zones bistables de la plage d'accrochage notamment,
- la cartographie expérimentale du régime de relaxation : ce régime est très étendu et nous décrivons avec précision sa distinction avec le régime multi-ondes simple,
- l'influence de la polarisation du laser maître sur la carte complète de l'injection : nous montrons que l'injection d'un signal polarisé de manière orthogonale à l'esclave libre est moins efficace que s'il est parallèle (la cartographie est décalée verticalement d'une dizaine de dB), et que la polarisation du laser esclave même accroché reste inchangée,
- nous avons enfin montré que la cohérence du laser maître n'avait pas d'influence sur l'injection en régime de saturation (injection de puissances moyennes à fortes).

Dans le cadre des injections de faibles puissances, nous avons décrit le laser esclave comme un amplificateur de choix pour les très faibles signaux cohérents, puisque de faible bruit compte tenu du fait que l'émission spontanée du laser esclave est saturée par le régime laser esclave libre déjà existant. Le comportement spectral du laser esclave a été étudié notamment autour du désaccord nul, et montre comment l'esclave acquiert progressivement la cohérence du maître lorsque nous augmentons la puissance injectée. Les points originaux présentés dans ce document pour l'injection faibles signaux ont été :

- l'importance de la cohérence du laser maître dans l'efficacité de l'injection faibles signaux : l'injection est d'autant plus efficace que le laser maître est fin spectralement,
- l'étude du gain du laser esclave injecté vu comme un amplificateur pour le faible signal maître cohérent : ce gain augmente avec le taux de pompage du laser esclave, et est globalement supérieur d'une dizaine de dB devant celui d'un amplificateur à semi-conducteurs usuel. Cette étude du gain nous donne donc pour la première fois une mesure directe de l'amplification stimulée du laser.

Entre l'injection faibles signaux et l'injection usuelle, nous avons aussi pu caractériser les phénomènes d'attraction ou de répulsion en fréquence. Nous avons montré que les phénomènes de répulsion en fréquence couramment rencontrés dans la littérature apparaissent en fait seulement pour des injections de puissances moyennes voire fortes. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement ce qui n'avait alors pas encore été observé, et pourtant prédit par le modèle simple d'Adler : le phénomène d'attraction en fréquence, qui apparaît en fait pour de faibles puissances injectées.

La comparaison directe de l'injection optique pour des lasers de natures différentes est une étude originale. Elle nous a permis de mettre en évidence que l'allure générale des phénomènes d'injection dépend principalement de la nature et de la structure du laser esclave, et ce à plusieurs points. Un premier point est la dimension des régimes lors des cartographies, un second est le type de régimes rencontrés : ces deux points dépendent a priori à la fois de la structure du laser et de sa nature, mais nous pensons que la structure du laser à fibre est la principale cause des différences avec l'injection d'un laser à semi-conducteurs, puisque le réseau inscrit dans le laser à semi-conducteurs est moins fort que dans le laser à fibre. Un troisième point intéressant concerne le fonctionnement bistable de la plage d'accrochage : la plage d'accrochage la plus étendue s'obtient pour des désaccords évoluant en des sens opposés pour les lasers à fibre et les lasers à semi-conducteurs.

En ce qui concerne l'injection d'un laser à fibre, nous avons pu montrer qu'il nous était plus facile d'observer les différents phénomènes dans le domaine temporel, du fait de la faible extension spectrale des régimes rencontrés, de la faible largeur spectrale des lasers à fibre, et grâce aux faibles fréquences de relaxation des lasers à fibre. Nous pensons avoir observé pour la première fois des réponses temporelles complexes étonnantes du laser esclave injecté de manière statique. Nous avons notamment pu reconnaître un fonctionnement en régime de relaxation du laser esclave dans ces réponses, mais la structure de ces allures temporelles n'est pas encore complètement définie. Nous pensons cependant que la compréhension des phénomènes rencontrés dans le domaine temporel pour l'injection d'un laser à fibre doit pouvoir nous aider à comprendre finement le comportement spectral des lasers à semi-conducteurs injectés. Notons encore à ce sujet une question ouverte : si les lasers à semi-conducteurs ont le même comportement temporel que celui observé pour les lasers à fibre, nous proposons de réaliser, grâce à l'injection d'un signal continu, des horloges micro-ondes toutes optiques, oscillant à la fréquence de relaxation du laser esclave (de quelques GHz). La qualité de ces horloges devrait alors pouvoir être améliorée par l'ajout d'un absorbant saturable, ou plus simplement en ajoutant une petite modulation d'amplitude au signal maître injecté, modulation à une fréquence telle que l'on entretienne les fréquences de relaxation.

D'un point de vue théorique, nous avons pu montrer la simplicité du modèle basé sur la fonction d'Airy généralisée au laser pour décrire le fonctionnement laser mais aussi et surtout les phénomènes d'injection. Nous avons ainsi pu de manière qualitative, voire quantitative, retrouver plusieurs résultats expérimentaux en injection faibles signaux, à savoir :

- l'allure spectrale du laser esclave faiblement injecté,
- le transfert progressif de cohérence du laser maître au laser esclave injecté en centre de raie,
- l'évolution du gain du laser esclave vu comme un amplificateur pour le faible signal maître cohérent,
- l'importance de la cohérence du laser maître sur l'efficacité de l'injection faibles signaux,
- l'injection de faibles signaux pour un désaccord non nul, et l'attraction en fréquence de la composante esclave du spectre du laser esclave injecté, par la composante maître.

Nous avons pu relever plusieurs applications aux expériences d'injection optique au cours de ce manuscrit. Tout d'abord, nous savons que l'injection optique permet de mesurer le facteur de Henry d'un laser à semi-conducteurs, par la mesure de la dissymétrie de la courbe d'accrochage. Alors que certains s'interrogent sur l'existence d'un facteur de couplage phase-amplitude pour les lasers à fibre, nous pensons que l'étude de l'injection optique d'un laser à fibre doit pouvoir nous renseigner sur ce point. Quant aux expériences d'injection faibles signaux, elles doivent pouvoir nous donner une mesure de la largeur de raie du laser maître, mais aussi du taux d'émission spontanée du laser esclave. Nous avons en effet remarqué que l'injection est d'autant plus efficace que le laser maître est cohérent. Nous proposons donc une méthode originale de mesure de largeur de raie de lasers par comparaison des courbes de gain entre des lasers de largeurs très différentes. Cette dernière méthode pourrait être employée pour caractériser des lasers très cohérents (de largeurs inférieures au kHz), et ainsi éviter les méthodes délicates par mesure directe du bruit ou par autocorrélation avec des longueurs de fibre de décorrélation de plusieurs dizaines de km. Quant au taux d'émission spontanée du laser esclave, les travaux présentés nous permettent de proposer pour l'avenir une méthode de mesure par l'étude du seuil d'amplification linéaire donnée par la courbe de gain.

Nous l'avons vu, cette étude pose de nombreuses questions et relève de nombreuses curiosités expérimentales qui restent à modéliser. Les points relatifs à la synchronisation de chaos seront poursuivis dans le cadre d'une nouvelle thèse, mais de nombreux points intéressants demandent encore à être approfondis, tels la détection de très faibles puissances optiques, les techniques de mesure par injection optique proposées, la compréhension des réponses temporelles des lasers à fibre injectés ou encore la génération d'une horloge toute optique.





# **Annexes**





## Annexe A

# Caractéristiques des fibres optiques

### A.1 Fibre Er68



#### FIBER DATA SHEET

Client :	Université Laval
Contact :	Sophie LaRochelle
Fiber model :	Er68
Product S/N :	502-4299
Fiber type :	SM Er doped silica fiber
Length :	100 m
Core diameter :	4.8 $\mu\text{m}$
Core to cladding offset :	<0.5 $\mu\text{m}$
Confinement factor :	0.6
Host material :	Alumino-germano-silicate
Dopant Concentrations :	Er : 1400 ppm-wt % Al : 6.8 wt %

Absorption :	6.3 $\pm$ 0.1 dB/m @ 980 nm 8.8 $\pm$ 0.3 dB/m @ 1532 nm
--------------	---

Attenuation :	15.8 dB/km @ 1200 nm
Numerical aperture (max.) :	0.22
LP <sub>11</sub> cut-off wavelength :	933 nm $\pm$ 5 nm
Mode field diameter @ 1500 nm :	6.4 $\mu\text{m}$
Deposited inner cladding :	F and P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> co-doped silica
Cladding diameter :	124.7 $\pm$ 0.6 $\mu\text{m}$
Coating diameter :	250 $\pm$ 15 $\mu\text{m}$
Screen proof tested :	110 Kpsi

## A.2 Fibre EY 304

### A.2.1 Spécifications



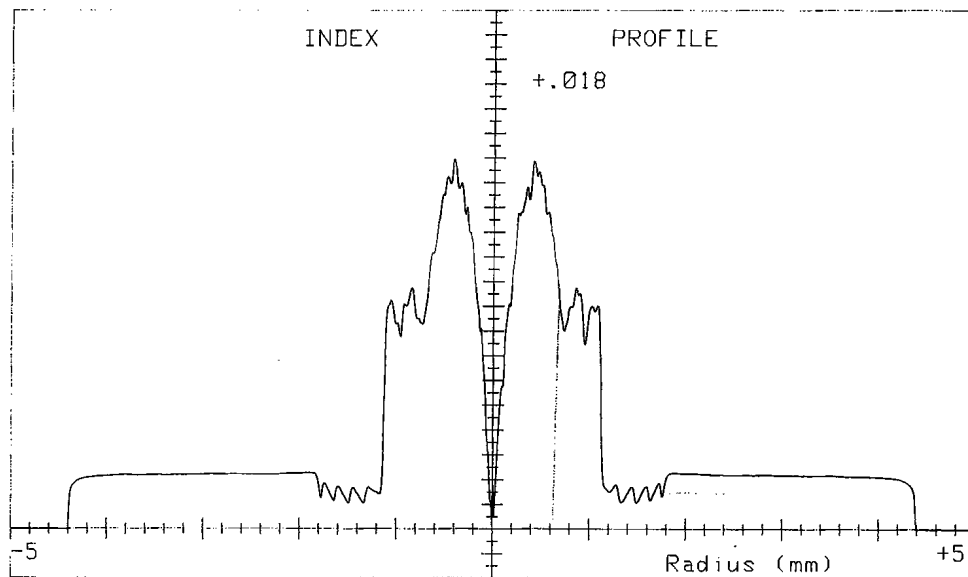
#### FIBER DATA SHEET

Customer :	Université Laval
Fiber model :	EY 304
Fiber type :	SM Er, Yb codoped silica
Product S/N :	502-4299
Fiber type :	SM Er doped silica fiber
Length :	12 m
Core diameter :	4.8 $\mu\text{m}$
Confinement factor :	0.62
Dopant Concentrations :	Er : 2190 ppm-wt Yb : 24100 ppm-wt
Absorption @ 978 nm :	337 dB/m
Absorption @ 1538 nm :	10.6 dB/m
Attenuation @ 1350 nm :	238 dB/km
Cut-off wavelength :	881 nm $\pm$ 10 nm
Numerical aperture (effective) :	0.15
Deposited inner cladding :	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> and F co-doped silica
Fiber outside diameter :	124.7 $\pm$ 0.5 $\mu\text{m}$
Single coating outside diameter :	252.0 $\pm$ 0.9 $\mu\text{m}$
Screen proof tested :	110 kpsi

## A.2.2 Profile d'indice

Measurement: 1456, at 16:30 on 6 MAY 98; Step size: 5 microns  
PI02 Ser. no: 3039, Sample code: 556I Le centre  
Axial position: 240 mm, Angle: 90 degs

YORK  
TECHNOLOGY





## Annexe B

# Publications et conférences

### Publications

#### Publication invitée

- Stéphane Blin, Céline Guignard, Pascal Besnard, Renaud Gabet, Guy Michel Stéphan and Marc Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," *Comptes Rendus Physique* 4, vol. 4, n°6, pp. 687-699, July-August 2003.

#### Publication

- S. Blin, G. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow-band weak signal," *EuroPhysics Letters*, vol. 52, n°1, pp. 60-65, October 2000.

### Conférences

#### Communications invitées

- P. Besnard, S. Blin, O. Vaudel and S. LaRochelle, "Optical injection in semiconductor or fiber lasers : a comparison, the true influence of coherence," *Photonics Europe*, Strasbourg (France), Avril 2004.
- S. Blin, P. Besnard, G. Stéphan, R. Gabet, P. Féron and F. Lissillour, "The injected semiconductor laser", *International Conference on cOherent and Nonlinear Optics ICONO 2001*, Minsk (Belarus), June 2001.

#### Post deadline

- S. Blin, P. Besnard, R. Gabet and G. Stéphan, "Huge bistabilities at high optical injection level," *The European Quantum Electronics Conference EQEC 2003*, post deadline, Munich (Germany), June 2003.

## Conférences orales

- D. Q. Trung, T. A. Vu, L. H. Minh, N. D. Loc, T. T. Tam, V. N. Cham, S. Blin, P. Besnard, G. M. Stephan, "Continuously tunable erbium doped fiber laser utilizing Bragg reflectors," *Radio and Electronics V*, Hanoi (Vietnam), November 2002.
- S. Blin, J. Poëtte, P. Besnard, I. Castonguay, S. LaRochelle, C. Palavicini et Y. Jaouën, "Réalisation et caractérisation de lasers à fibre DFB : importance de la valeur du saut de phase," *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 2002*, Dijon (France), Septembre 2002.
- T. T. Tam, D. Q. Trung, T. A. Vu, L. H. Minh, V. N. Cham, N. D. Loc, S. Blin, P. Besnard, G. M. Stephan, "1.55  $\mu\text{m}$  distributed feedback erbium doped fiber laser," *The 3<sup>th</sup> National Conference on Optics and Spectroscopy*, Nha Trang (Vietnam), August 2002.
- S. Blin, G. Stéphan and P. Besnard, "Dependence of an optically injected semiconductor laser," *International Quantum Electronics Conference, IQEC 2002*, Moscow (Russia), June 2002.
- S. Blin, R. Gabet, G. M. Stéphan et P. Besnard, "Mesure du gain d'un laser utilisé comme amplificateur," *OPTIX 2001*, Marseille (France), Novembre 2001.
- P. Besnard, R. Gabet, S. Blin, G. Stéphan, "Theoretical and experimental description of amplification gain in semiconductor lasers submitted to weak optical injection," *European Semiconductor Laser Workshop 2001*, Ghent (Belgium), September 2001.

## Posters

- Julien Poëtte, Stéphane Blin, Laurent Bramerie, Jean-Claude Simon et Pascal Besnard, "Étude du bruit relatif d'intensité d'un laser multifréquence," *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 2003*, Valence (France), Novembre 2003.
- Olivier Vaudel, Stéphane Blin et Pascal Besnard, "Laser soumis à forte injection optique : régime de relaxation et larges zones de bistabilité," *Journées Nationales d'Optique Guidée JNOG 2003*, Valence (France), Novembre 2003.
- C. Guignard, S. Blin and P. Besnard, "New Scheme for the synchronisation of low dimensional chaos," *The European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO Europe 2003*, Munich (Germany), June 2003.
- S. Blin, C. Palavicini, I. Castonguay, Y. Jaouën, P. Besnard, S. LaRochelle and R. Gabet, " $\pi/2$  phase-shifted  $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  doped Distributed FeedBack fibre laser characterisation using a phase-sensitive Optical Low-Coherence Reflectometer," *The European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO Europe 2003*, Munich (Germany), June 2003.
- S. Blin, R. Gabet, G. M. Stéphan et P. Besnard, "Cartographies intra et intermodales d'un laser à semiconducteurs soumis à une injection optique," *Septième Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique COLOQ7*, Rennes (France), Septembre 2001.

**Actes de colloques**

- S. Blin, G. M. Stéphan, R. Gabet, P. Féron, F. Lissillour and P. Besnard, "The injected semi-conductor laser", *ICONO 2001 Nonlinear Optical Phenomena and Nonlinear Dynamics of Optical Systems*, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, vol. 4751, pp.521-532, 2002.
- S. Blin, R. Gabet, G. M. Stéphan et P. Besnard, "Cartographies intra et intermodales d'un laser à semiconducteurs soumis à une injection optique," *Journal de Physique IV (proceeding)*, vol. 12, n°5, p. 313, June 2002.



# Bibliographie

- [1] C. Huygens, *Oeuvres Complètes de Christian Huygens*. La Haye : Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff, 1893.
- [2] B. Van Der Pol, "Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance," *Philosophical Magazine S.7*, vol. 3, no. 13, pp. 65–80, 1927.
- [3] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)*, vol. 34, pp. 351–357, June 1946.
- [4] M. Hines, J. Collinet, and J. Ondria, "FM noise suppression of an injected phase-locked oscillator," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. MTT-16, September 1968.
- [5] R. H. Pantell, "The laser oscillator with an external signal," *Proceedings of the IEEE*, vol. 53, pp. 474–477, May 1965.
- [6] H. L. Stover and W. H. Steier, "Locking of laser oscillators by light injection," *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 91–93, May 1966.
- [7] S. Kobayashi and T. Kimura, "Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 16, no. 17, pp. 668–670, 1980.
- [8] S. Kobayashi and T. Kimura, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 681–689, May 1981.
- [9] S. Kobayashi, H. Nishimoto, and R. Lang, "Experimental observation of asymmetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 54–56, January 1982.
- [10] L. Golberg, H. Taylor, and J. Weller, "Locking bandwidth asymmetry in injection-locked GaAlAs lasers," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 986–987, November 1982.
- [11] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 259–264, February 1982.
- [12] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, pp. 784–793, July 1985.
- [13] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, and C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injected-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 148–154, February 1988.

- [14] E.-K. Lee and H. Pang, "Bistability and chaos in an injection locked semiconductor laser," *Physical Review A*, vol. 47, pp. 736–739, January 1993.
- [15] V. Kovanis, T. Simpson, and J. Liu, "Instabilities and chaos in optically injected semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 2780–2782, November 1995.
- [16] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, and G. M. Stephan, "Optical bistabilities in injected semiconductor lasers," *Proceedings of the international conference on LASERS'97*, pp. 49–54, 1998.
- [17] M. Bondiou, *Etude des propriétés spectrales d'un laser semi-conducteur soumis à injection optique*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1999.
- [18] L. E. Erikson and A. Szabo, "Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 18, pp. 433–435, May 1971.
- [19] P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge, and C. Chabran, "Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injected-locked semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 626–628, 1995.
- [20] T. Yasui, T. Araki, and N. Suzuki, "Accurate stabilization of a 3 mW single-mode output He-Ne laser by intermittent frequency offset locking to an iodine stabilized He-Ne laser," *Optical Review*, vol. 4, no. 6, pp. 675–682, 1997.
- [21] P. Dubé, L. Ma, J. Ye, P. Jungner, and J. Hall, "Thermally induced self-locking of an optical cavity by overtone absorption in acetylene," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 13, no. 9, pp. 2041–2054, 1996.
- [22] R. Hui, A. Mecozzi, A. D'Ottavi, and P. Spano, "Novel measurement technique of  $\alpha$  factor in DFB semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 997–998, July 1990.
- [23] J.-P. Bouyer, *Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1992.
- [24] R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, and P. Spano, "Injection locking in distributed feedback semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1688–1695, June 1991.
- [25] K. Iiyama, K. Hayashi, and Y. Ida, "Simple method for measuring the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by optical injection locking," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 1128–1130, August 1992.
- [26] P. Spano, S. Piazzolla, and M. Tamburrini, "Frequency and intensity noise in injected-locked semiconductor lasers : Theory and experiments," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 427–435, March 1986.
- [27] N. Schunk and K. Peterman, "Noise analysis of injection locked semiconductor injection lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 642–650, May 1986.

- [28] O. Lidoyne, P. B. Gallion, C. Chabran, and G. Debarge, "Locking range, phase noise and power spectrum of an injection-locked semiconductor laser," *IEE Proceedings*, vol. 137, pp. 147–153, June 1990.
- [29] K. Iwashita and K. Nakagawa, "Suppression of mode partition by laser diode light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 1669–1674, October 1982.
- [30] A. Furuzawa, "Amplitude squeezing of a semi-conductor laser with light injection," *Optics Letters*, vol. 21, no. 24, pp. 2014–2016, 1996.
- [31] P. Saboureau, J. P. Foing, and P. Schanne, "Injection-locked semiconductor lasers with delayed optoelectronics feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 1582–1591, February 1997.
- [32] E. A. Huntington, B. C. Buchler, C. C. Harb, T. C. Ralph, D. E. McClelland, and H. A. Bachor, "Feedback control of the intensity noise of injection locked lasers," *Optics Communication*, vol. 145, pp. 359–366, January 1998.
- [33] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical FM signal amplification and FM noise reduction in an injection locked AlGaAs semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 849–851, 1981.
- [34] L. Golberg, H. F. Taylor, and J. F. Weller, "FM side-band injection locking of diode lasers," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 1019–1020, November 1982.
- [35] S. Kobayashi and T. Kimura, "Optical FM signal amplification by injection-locked and resonant type semiconductor laser amplifiers," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. 30, pp. 421–427, 1982.
- [36] L. Li, "Small signal analysis of optical FM signal amplification by an injection-locked type semiconductor laser amplifier," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 477–481, 1992.
- [37] L. Noel, D. Marcenac, and D. Wake, "Optical millimeter-wave generation technique with high efficiency, purity and stability," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 21, pp. 1997–1998, 1996.
- [38] J. Genest, M. Chamberland, P. Tremblay, and M. Têtu, "Microwave signals generated by optical heterodyne between injection-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 6, pp. 989–998, 1997.
- [39] R. P. Braun, G. Grosskopf, R. Meschenmoser, D. Rohde, G. Schmidt, and G. Villino, "Microwave generation for bidirectionnal broadband mobile communications using optical sideband injection locking," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1395–1396, July 1997.
- [40] R. P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde, and F. Schmidt, "Low-phase-noise millimeter-wave generation at 64 GHz and data transmission using optical sideband injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 728–730, May 1998.

- [41] Y. K. Seo, A. Kim, J. T. Kim, and W. Y. Choi, "Optical generation of microwave signals using a directly modulated semiconductor laser under modulated light injection," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 30, pp. 369–370, September 2001.
- [42] M. Brunel, M. Alouini, F. Bretenaker, M. Vallet, O. Emile, and A. Le-Floch, "Generation of GHz and THz beats using bi-frequency lasers," *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, vol. 1, pp. 37–41, January 2003.
- [43] P. E. Barnsley, H. J. Vickers, G. E. Vickers, and D. M. Spirit, "All optical clock recovery from 5 Gb/S RZ data using a self-pulsating 1.56  $\mu\text{m}$  laser diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 942–945, October 1991.
- [44] K. Smith and J. K. Lucek, "All-optical clock recovery using a mode-locked laser," *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1814–1815, September 1992.
- [45] L. E. Adams, E. S. Kintzer, and J. G. Fujimoto, "Performance and scalability of an all-optical clock recovery figure-eight laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 55–57, January 1996.
- [46] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Communication with chaotic lasers," *Science*, vol. 279, pp. 1198–1200, February 1998.
- [47] J. P. Goedgebuer, L. Larger, and H. Porte, "Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode," *Physical Review Letters*, vol. 80, pp. 2249–2252, March 1998.
- [48] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Synchronization of optical-feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection," *Physical Review A*, vol. 63, p. 031802(R), March 2001.
- [49] A. Murakami and J. Ohtsubo, "Synchronization of feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection," *Physical Review A*, vol. 65, p. 033826, March 2002.
- [50] Y. Imai, H. Murukawa, and T. Imoto, "Chaos synchronisation characteristics in erbium-doped fiber laser systems," *Optics Communications*, vol. 217, pp. 415–420, March 2003.
- [51] S. Kobayashi, J. Yamada, S. Mashida, and T. Kimura, "Single mode operation of 500Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 746–747, September 1980.
- [52] D. Malyon and A. M. Donna, "102 km unrepeated monomode fibre system experiment at 140 Mbit/S with an injection locked 1.52  $\mu\text{m}$  laser transmitter," *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 445–447, May 1982.
- [53] H. Nishimoto, H. Kuwahara, and M. Motegi, "Injection locked 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP lasers capable of 450 Mbit/s transmission over 106 km," *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 509–510, July 1983.

- [54] H. Toba, Y. Kobayashi, K. Yanagimoto, H. Nagai, and M. Nakahara, "Injection-locking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 370–371, 1984.
- [55] R. Lang, "Injection locking properties of a semi-conductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 976–983, June 1982.
- [56] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "FM noise suppression and linewidth reduction in an injection-locked semiconductor laser," *Electronics Letters*, vol. 21, pp. 696–697, 1985.
- [57] C. Lin and F. Mengel, "Reduction of frequency chirping and dynamic linewidth in high speed directly modulated semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 1073–1075, 1984.
- [58] S. Piazzolla, P. Spano, and M. Tamburrini, "Small signal analysis of frequency chirping in injection-locked semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 2219–2223, 1986.
- [59] T. Simpson, J. Liu, and A. Gavrielides, "Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injected-locked semiconductor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 7, pp. 709–711, 1995.
- [60] J. Wang and al, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp. 34–36, January 1996.
- [61] O. Lidoyne, P. B. Gallion, and D. Erasme, "Modulation properties of an injection-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 344–351, 1991.
- [62] P. Spano, M. Tamburrini, and S. Piazzolla, "Optical FSK modulation using injection-locked laser diodes," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, pp. 726–728, 1989.
- [63] R. Hui, "Optical PSK modulations using injection locked DFB semiconductor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 743–746, 1990.
- [64] R. P. Braun, E. J. Bachus, C. Caspar, H. M. Foisel, and B. Strebel, "Transparent all-optical coherent-multi-carrier 4 × 2 switching node," *Proceedings of European Conference on Optical Communication (ECOC'91)*, pp. 92–95, September 1991.
- [65] S. Murata, A. Tomita, J. Shimizu, and A. Suzuki, "THz optical frequency of 1 Gbit/s-signal using highly nondegenerate four-wave mixing in an InGaAsP semiconductor laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, pp. 1021–1023, 1991.
- [66] L. Li and K. Petermann, "Small analysis of THz optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 2988–2994, 1993.
- [67] L. Li and K. Petermann, "Small signal analysis of the optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 43–48, 1994.

- [68] P. Even, *Etude de la forme de raie d'un laser à gaz injecté*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1996.
- [69] P. Even, K. Ait-Ameur, and G. Stéphan, "New model for an injection laser," *Proceedings of the international conference on LASERS'95*, 1995.
- [70] P. Even, K. Ait-Ameur, and G. Stéphan, "Modeling of an injected gaz laser," *Physical Review A*, vol. 55, no. 2, pp. 1441–1453, 1997.
- [71] R. Gabet, *Étude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs : application à la détection de faibles signaux cohérents à 1.55  $\mu\text{m}$* . Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2000.
- [72] J.-P. Bouyer and C. Bréant, "Stability of an injection-locked DFB 1.5  $\mu\text{m}$  semiconductor laser," *Journal de la Physique III*, vol. 2, pp. 1623–1644, September 1992.
- [73] A. Einstein, "On the quantum theory of radiation," *Physicalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [74] J. Gordon, H. Zeiger, and C. Townes, "The maser-new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer," *Physical Review*, vol. 99, pp. 1264–1274, August 1955.
- [75] N. G. Basov and A. M. Prokhorov *J. Exptl. Theoret. Phys. USSR*, vol. 27, p. 431, 1954.
- [76] A. L. Schawlow and D. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Physical Review*, no. 112, p. 1940, 1958.
- [77] A. M. Prokhorov *J. Exptl. Theoret. USSR*, vol. 34, p. 1658, 1958.
- [78] W. H. Bragg and W. L. Bragg, *X-Rays and Crystal Structure*. 1915.
- [79] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, August 1997.
- [80] R. C. Alferness, C. H. Joyner, M. D. Divino, M. J. R. Martyak, and L. L. Buhl, "Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 49, pp. 125–127, July 1986.
- [81] J. Canning and M. G. Sceats, " $\pi$ -phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1344–1345, August 1994.
- [82] W. H. Loh, M. J. Cole, M. N. Zervas, and R. I. Laming, "Compensation of imperfect phase mask with moving fibre-scanning beam technique for production of fibre gratings," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1483–1485, August 1995.
- [83] M. Janos and J. Canning, "Permanent and transient resonances thermally induced in optical fibre bragg gratings," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1007–1009, June 1995.
- [84] C. Martinez and P. Ferdinand, "Analysis of phase-shifted fiber bragg gratings written with phase plates," *Applied Optics*, vol. 38, pp. 3223–3228, May 1999.

- [85] C. R. Giles, "Lightwave applications of fiber bragg gratings," *IEEE Journal of Light-wave Technology*, vol. 15, pp. 1391–1404, August 1997.
- [86] D. Y. Stepanov, J. Canning, L. Poladian, R. Wyatt, G. Maxwell, R. Smith, and R. Kashyap, "Large side-mode suppression in a distributed-feedback fibre laser," *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Australian Conference on Optical Fibre Technology (ACOFT'98)*, pp. 169–172, 1998.
- [87] D. Y. Stepanov, J. Canning, L. Poladian, R. Wyatt, G. Maxwell, R. Smith, and R. Kashyap, "Apodized distributed-feedback fiber laser," *Optical Fiber Technology : Materials, Devices and Systems.*, vol. 5, pp. 209–214, April 1999.
- [88] I. Joindot and M. Joindot, *Les télécommunications optiques*. Paris (France) : Dunod, première ed., 1996.
- [89] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner, and M. Kristensen, "Distributed feedback  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber laser," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1445–1446, August 1995.
- [90] T. Chartier, *Etude expérimentale et théorique du laser à fibre dopée néodyme : synthèse des propriétés vectorielles et longitudinales*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 1997.
- [91] V. C. Lauridsen, J. H. Povlsen, and P. Varming, "Optimising erbium-doped DFB fibre laser length with respect to maximum output power," *Electronics Letters*, vol. 35, pp. 300–302, February 1999.
- [92] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions," *Physical Review Letters*, vol. 9, pp. 366–368, November 1962.
- [93] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs pn junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 62, November 1962.
- [94] N. Holonyak and S. F. Bevacqua, "Coherent (visible) light emission from  $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$  junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 82–83, 1962.
- [95] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler, "Semiconductor maser of GaAs," *Applied Physics Letters*, vol. 1, p. 91, December 1962.
- [96] H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers," *Proceedings of the IEEE*, vol. 51, p. 1782, 1969.
- [97] Z. I. Alferov and R. F. Kazarinov *authors certificate*, vol. 181737, 1963.
- [98] H. Kressel and H. Nelson, "Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature," *RCA Review*, vol. 30, p. 106, 1969.
- [99] I. Hayashi, D. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junctions lasers wich operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, 1970.

- [100] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold," *Soviet Physics-Semiconductors*, vol. 4, p. 1107, 1970.
- [101] H. Kogelnik and C. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure," *Applied Physics Letters*, vol. 18, pp. 152–154, 1971.
- [102] C. V. Shank, J. E. Bjorkholm, and H. Kogelnik, "Tunable distributed-feedback dye laser," *Applied Physics Letters*, vol. 18, p. 395, 1971.
- [103] D. P. Shinke, R. G. Smith, E. G. Spencer, and M. F. Galvin, "Thin-film distributed-feedback laser fabricated by ion milling," *Applied Physics Letters*, vol. 21, p. 494, 1972.
- [104] P. Zory, "Laser oscillation in leaky corrugated optical waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 22, p. 125, 1973.
- [105] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 2327–2335, May 1972.
- [106] M. Nakumara, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh, and H. L. Garvin, "Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 22, p. 515, 1973.
- [107] H. W. Yen, M. Nakamura, E. Garmire, S. Somekh, A. Yariv, and H. L. Garvin, "Optically pumped GaAs waveguide lasers with a fundamental  $0.11\ \mu$  corrugation feedback," *Optics Communications*, vol. 9, pp. 35–37, September 1973.
- [108] C. V. Shank, R. V. Schmidt, and B. I. Miller, "Double-heterostructure GaAs distributed feedback laser," *Applied Physics Letters*, vol. 25, p. 200, 1974.
- [109] H. M. Stoll and D. H. Seib, "Distributed feedback GaAs homojunction injection laser," *Applied Optics*, vol. 13, p. 1981, 1974.
- [110] D. R. Scifres, R. D. Burnham, and W. Streifer, "Distributed-feedback single heterojunction GaAs diode laser," *Applied Physics Letters*, vol. 25, p. 203, 1974.
- [111] M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, A. Yariv, H. W. Yen, and T. Morikawa, "GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As double-heterostructure distributed-feedback diode lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 25, p. 487, 1974.
- [112] D. B. Anderson, R. R. August, and J. E. Coker, "Distributed-feedback double-heterostructure GaAs injection laser with fundamental grating," *Applied Optics*, vol. 13, pp. 2742–2744, December 1974.
- [113] M. Nakamura, K. Aiki, and J. Umeda, "cw operation of distributed-feedback GaAs-AlAs diode lasers at temperatures up to 300 K," *Applied Physics Letters*, vol. 27, pp. 403–405, October 1975.
- [114] F. K. Reinhart, R. A. Logan, and C. V. Shank, "GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As injection lasers with distributed bragg reflectors," *Applied Physics Letters*, vol. 27, pp. 45–48, July 1975.



- [115] W. T. Tsang and S. Wang, "GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As double-heterostructure injection lasers with distributed bragg reflectors," *Applied Physics Letters*, vol. 28, pp. 596–598, May 1976.
- [116] Y. Yoshikuni, K. Oe, G. Motosugi, and T. Matsuoka, "Broad wavelength tuning under single-mode oscillation with a multi-electrode distributed feedback laser," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 1153–1154, 1986.
- [117] G. Agrawal, J. Geusic, and P. Anthony, "Distributed feedback lasers with multiple phase-shift regions," *Applied Physics Letters*, vol. 53, pp. 178–179, July 1988.
- [118] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and T. V. Dongen, "Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 477–499, 1994.
- [119] G. Mortier, P. Vankwikelberge, K. David, and R. Baets, "Improved performance of AR-coated DFB lasers by the introduction of gain coupling," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 170–172, March 1990.
- [120] F. Grillot, *Lasers monomodes à faible sensibilité à la rétroaction optique pour les transmissions à 2.5Gbit/s sans isolateur*. Thèse de doctorat, Université de Besançon, 2003.
- [121] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, " $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 1042–1051, July 1986.
- [122] J. E. A. Whiteaway, B. Garrett, G. H. B. Thompson, A. J. Collar, C. J. Armistead, and M. J. Fice, "The static and dynamic characteristics of single and multiple phase-shifted DFB laser structures," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 1227–1293, 1992.
- [123] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical masers," *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 1, pp. 36–39, January 1961.
- [124] C. Koester and E. Snitzer, "Amplification in fiber laser," *Applied Optics*, vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, October 1964.
- [125] K. Iwatsuki, H. Okamura, and M. Saruwatari, "Wavelength-tunable single-frequency and single polarisation Er-doped fibre ring laser with 1.4 kHz linewidth," *Electronics Letters*, vol. 26, no. 24, pp. 2033–2034, November 1990.
- [126] I. M. Jauncey, L. Reekie, J. E. Townsend, D. N. Payne, and C. J. Rowe, "Single-longitudinal-mode operation of a Nd<sup>3+</sup>-doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 1, pp. 24–26, January 1988.
- [127] J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, and D. N. Payne, "1.5  $\mu\text{m}$  Er<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>-doped fiber DFB laser," *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'94)*, vol. 8, p. 261, 1994.
- [128] J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, and D. N. Payne, "Er<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>-codoped fiber distributed-feedback laser," *Optics Letters*, vol. 19, no. 24, pp. 2101–2103, December 1994.

- [129] I. Castonguay, *Lasers à fibre multi-fréquences*. Mémoire de maîtrise ès sciences, Dpt. de génie électrique et de génie informatique de l'Université Laval, 2004.
- [130] D. P. Hand and P. S. J. Russell, "Photoinduced refractive-index changes in germano-silicate fibers," *Optics Letters*, vol. 15, pp. 102–104, January 1990.
- [131] B. Poumellec and F. Kherbouche, "The photorefractive bragg gratings in the fibers for telecommunications," *Journal de la Physique III*, vol. 6, Décembre 1996.
- [132] M. Douay, W. X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Poumellec, L. Dong, J. F. Bayon, H. Poignant, and E. Delevaque, "Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1329–1342, August 1997.
- [133] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, and W. A. Reed, "High pressure  $H_2$  loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in  $GeO_2$  doped optical fibres," *Electronics Letters*, vol. 29, no. 13, pp. 1191–1193, June 1993.
- [134] D. Johlen, F. Knappe, H. Renner, and E. Brinkmeyer, "UV-induced absorption, scattering and transition losses in UV side-written fibers," *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference (OFC'99)*, vol. 3, pp. 50–52, 1999.
- [135] J. Canning, M. Aslund, and P. F. Hu, "Ultraviolet-induced absorption losses in hydrogen-loaded optical fibers and in presensitized optical fibers," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1621–1623, November 2000.
- [136] J. Stone, "Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers : A review," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, pp. 712–732, May 1987.
- [137] L. Dong, W. H. Loh, J. E. Caplen, and J. D. Minelly, "Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fibers," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 694–696, May 1997.
- [138] D. Marcuse *Bell System Technical Journal*, vol. 56, no. 5, pp. 703–718, 1977.
- [139] E. Snitzer and R. Woodcock, " $Yb^{3+}$ - $Er^{3+}$  glass laser," *Applied Physics Letters*, vol. 6, pp. 45–46, February 1965.
- [140] A. G. Murzin and V. A. Fromzel, "Maximum gains of laser-pumped glasses activated with  $Yb^{3+}$  and  $Er^{3+}$  ions," *Sovietic Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 304–308, March 1981.
- [141] A. G. Murzin, D. S. Prilezhaev, and V. A. Fromzel, "Some features of laser excitation of ytterbium-erbium glasses," *Sovietic Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, pp. 349–353, March 1985.
- [142] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Low-threshold tunable CW and Q-switched fibre laser operating at  $1.55\ \mu m$ ," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 159–160, January 1986.

- [143] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, and A. C. Tropper, "Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser pumped in 0.8  $\mu\text{m}$ ," *Electronics Letters*, vol. 24, pp. 1068–1069, August 1988.
- [144] S. Sudo, *Optical Fiber Amplifiers : Materials, Devices, and Applications*. Artech House, 1997.
- [145] M. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. New York (USA) : Marcel Dekker, 2001.
- [146] W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor, and D. N. Payne, " $\text{Er}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  and  $\text{Er}^{3+}$  doped fiber lasers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, pp. 1461–1465, October 1989.
- [147] V. P. Gapontsev, S. M. Matitsin, and A. A. Isineev, "Channels of energy losses in erbium laser glasses in the stimulated emission process," *Optics Communications*, vol. 46, pp. 226–230, July 1983.
- [148] J. D. Minelly, W. L. Barnes, R. I. Laming, P. R. Morkel, J. E. Townsend, S. G. Grubb, and D. N. Payne, "Diode-array pumping of  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  co-doped fiber lasers and amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 301–303, March 1993.
- [149] S. G. Grubb, R. S. Cannon, T. W. Windhorn, S. W. Vendetta, P. A. Leilabady, D. W. Anton, K. L. Sweeney, W. L. Barnes, E. R. Taylor, and J. E. Townsend, "High power sensitised erbium optical fiber amplifier," *Postdeadline PD7 in Optical Fiber Communication Conference (OFC'91)*, pp. 31–34, 1991.
- [150] S. G. Grubb, W. F. Humer, R. S. Cannon, T. H. Windhorn, S. W. Vendetta, K. L. Sweeney, P. A. Leilabady, W. L. Barnes, K. P. Jedrzejewski, and J. E. Townsend, "+21 dBm erbium power amplifier pumped by a diode-pumped Nd :YAG laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, pp. 553–555, June 1992.
- [151] W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, and P. R. Morkel, "Absorption and emission cross section of  $\text{Er}^{3+}$  doped silica fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1004–1010, April 1991.
- [152] J. E. Townsend, W. L. Barnes, K. P. Jedrzejewski, and S. G. Grubb, " $\text{Yb}^{3+}$  sensitised  $\text{Er}^{3+}$  doped silica optical fibre with ultrahigh transfer efficiency and gain," *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 1958–1959, October 1991.
- [153] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides : application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, May 1978.
- [154] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber bragg grating technology fundamentals and overview," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, August 1997.
- [155] D. K. W. Lam and B. K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Applied Optics*, vol. 20, no. 3, pp. 440–445, February 1981.

- [156] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, vol. 14, no. 15, pp. 823–825, August 1989.
- [157] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask," *Applied Physics Letters*, vol. 62, pp. 1035–1037, March 1993.
- [158] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, and A. E. White, "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 566–567, May 1993.
- [159] J. Martin and F. Ouellette, "Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 811–812, May 1994.
- [160] H. N. Rourke, S. R. Baker, K. C. Byron, R. S. Baulcomb, S. M. Ohja, and S. Clements, "Fabrication and characterisation of long, narrowband fibre gratings by phase mask scanning," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1341–1342, August 1994.
- [161] T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 11, no. 10, pp. 2100–2105, October 1994.
- [162] V. Mizrahi, D. J. D. Giovanni, R. M. Atkins, S. G. Grubb, Y. K. Park, and J. M. P. Delavaux, "Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communications," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, pp. 2021–2025, December 1993.
- [163] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber bragg gratings," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 1, pp. 73–80, July 1994.
- [164] S. Kannan, J. Z. Y. Guo, and P. J. Lemaire, "Thermal stability analysis of UV-induced fiber bragg gratings," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1478–1483, August 1997.
- [165] I. Riant and B. Poumellec, "Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibres," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1603–1604, August 1998.
- [166] J. Canning, "Photosensitization and photostabilization of laser-induced index changes in optical fibers," *Optical Fiber Technology : Materials, Devices and Systems*, vol. 6, pp. 275–289, July 2000.
- [167] G. A. Ball, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Standing-wave monomode erbium fiber laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 7, pp. 613–615, July 1991.
- [168] G. A. Ball and W. W. Morey, "Continuously tunable single-mode erbium fiber laser," *Optics Letters*, vol. 17, no. 6, pp. 420–422, March 1992.
- [169] G. A. Ball and W. H. Glenn, "Design of a single-mode linear-cavity erbium fiber laser utilizing Bragg reflectors," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 1338–1343, October 1992.

- [170] J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, and J. W. Sulhoff, "Short single frequency erbium-doped fiber laser," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1385–1387, July 1992.
- [171] J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, P. D. Magill, K. C. Reichmann, V. Mizrahi, and D. J. DiGiovanni, "Transmission at 2.5 Gbit/s over 654 km using an erbium-doped fibre grating laser source," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1105–1106, June 1993.
- [172] J.-M. P. Delavaux, Y. K. Park, V. Mizrahi, and D. J. DiGiovanni, "Long-term bit error rate transmission using an erbium fiber grating laser transmitter at 5 and 2.5 Gb/s," *Optical Fiber Technology*, vol. 1, pp. 72–75, October 1994.
- [173] E. Rønnekleiv, O. Haderer, and G. Vienne, "Stability of an Er-Yb-doped fiber distributed-feedback laser with external reflections," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 617–619, May 1999.
- [174] G. A. Ball and W. W. Morey, "Compression-tuned single-frequency bragg grating fiber laser," *Optics Letters*, vol. 19, no. 23, pp. 1977–1981, December 1994.
- [175] H. C. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 778–780, September 1980.
- [176] P. Le Boudec, M. Le Flohic, P. L. François, F. Sanchez, and G. Stephan, "Self-pulsing in  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber laser," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 359–367, May 1993.
- [177] F. Sanchez, P. Le Boudec, P. L. François, and G. Stephan, "Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers," *Physical Review A*, vol. 48, no. 3, pp. 2220–2229, September 1993.
- [178] F. Sanchez and G. Stephan, "General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers," *Physical Review E*, vol. 53, no. 3, pp. 2110–2122, March 1996.
- [179] Y. Z. Xu, H. Y. Tam, S. Y. Liu, and M. S. Demokan, "Pump-induced thermal effects in Er-Yb fiber grating DBR lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, pp. 1225–1255, September 1998.
- [180] W. S. Man, Y. Z. Xu, H. Y. Tam, and M. S. Demokan, "Frequency instability in Er/Yb fiber grating lasers due to heating by nonradiative transitions," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1390–1392, November 1999.
- [181] A. Asseh, H. Storøy, J. T. Kringlebotn, W. Margulis, B. Sahlgren, S. Sandgren, R. Stubbe, and G. Edwall, "10 cm long  $\text{Yb}^{3+}$  DFB fiber laser with permanent phase shifted grating," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 12, pp. 969–970, June 1995.
- [182] W. H. Loh and R. I. Laming, "1.55  $\mu\text{m}$  phase-shifted distributed feedback fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1440–1442, August 1995.
- [183] M. Ibsen, E. Rønnekleiv, G. J. Cowle, M. O. Berendt, O. Haderer, M. N. Zervas, and R. I. Laming, "Robust high power (>20 mW) all-fibre DFB lasers with unidirectional and truly single polarisation outputs," *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO'99)*, pp. 245–246, 1999.

- [184] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 630–631, July 1980.
- [185] F. Favre, D. Le Guen, and J. C. Simon, "Optical feedback effects upon laser diode oscillation field spectrum," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 1712–1717, October 1982.
- [186] W. H. Loh, B. N. Samaon, L. Dong, G. J. Cowle, and K. Hsu, "High performance single frequency fiber grating-based Erbium :Ytterbium-codoped fiber laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, pp. 114–118, January 1998.
- [187] A. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, Californie (USA) : University Science Books, 1986.
- [188] C. Palavicini, *Caractérisation de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase*. Thèse de doctorat, ENST, prévue fin 2004.
- [189] R. C. Youngquist, S. Carr, and D. E. N. Davies, "Optical coherence-domain reflectometry : A new optical evaluation technique," *Optics Letters*, vol. 12, pp. 158–160, March 1987.
- [190] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida, and J. Noda, "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Applied Optics*, vol. 26, pp. 1603–1606, May 1987.
- [191] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Applied Optics*, vol. 26, pp. 2836–2842, July 1987.
- [192] G. Campuzano, C. Palavicini, P. Gallion, C. Chabran, and Y. Jaouën, "Determination of optically-induced complex index change using a phase-sensitive OLCR technique," *Paper at the European Conference on Optical Communication (ECOC'02)*, September 2002.
- [193] S. D. Dyer and K. B. Rochford, "Low-coherence interferometric measurements of fibre Bragg grating," *Electronics Letters*, vol. 35, pp. 1485–1486, August 1999.
- [194] E. I. Petermann, J. Skaar, B. E. Sahlgren, R. A. H. Stubbe, and A. T. Friberg, "Characterization of fiber bragg gratings by use of optical coherence-domain reflectometry," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 2371–2378, November 1999.
- [195] D. P. Davé, T. Akkin, T. E. Milner, and H. G. Rylander III, "Phase-sensitive frequency-multiplexed optical low-coherence reflectometry," *Optics Communications*, vol. 193, pp. 39–43, June 2001.
- [196] V. C. Lauridsen, T. Søndergaard, P. Varming, and J. H. Povlsen, "Design of distributed feedback fibre lasers," *Paper at the European Conference on Optical Communication (ECOC'97)*, vol. 3, pp. 39–42, September 1997.
- [197] H. Storøy, B. Sahlgren, and R. Stubbe, "Single polarisation fibre DFB laser," *Electronics Letters*, vol. 33, no. 1, pp. 56–57, January 1997.

- [198] J. L. Philipsen, M. O. Berendt, P. Varming, V. C. Lauridsen, J. H. Povlsen, J. Hübner, M. Kristensen, and B. Pálsdóttir, "Polarisation control of DFB fibre laser using UV-induced birefringent phase-shift," *Electronics Letters*, vol. 34, no. 7, pp. 678–679, April 1998.
- [199] E. Rønnekleiv, M. N. Zervas, and J. T. Kringlebotn, "Modeling of polarization-mode competition in fiber DFB lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 1559–1569, September 1998.
- [200] E. Ronnekleiv, M. N. Zervas, and J. T. Kringlebotn, "Corrections to modeling of polarization mode competition in fiber DFB lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 1097–1100, July 1999.
- [201] K. Hsu and S. Yamashita, "Single-polarisation generation in fiber Fabry-Perot laser by self-injection locking in short feedback cavity," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, pp. 520–526, April 2001.
- [202] Z. E. Harutjunian, W. H. Loh, R. I. Laming, and D. N. Payne, "Single polarisation twisted distributed feedback fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 4, pp. 346–348, February 1996.
- [203] S. J. Mihailov, R. B. Walker, T. J. Stocki, and D. Johnson, "Fabrication of tilted fiber-grating polarisation-dependent loss equalizer," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 5, pp. 284–286, March 2001.
- [204] S. Yamashita and K. Hotate, "Multiwavelength erbium-doped fiber laser using intracavity etalon and cooled by liquid nitrogen," *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 1298–1299, July 1996.
- [205] J. Hubner, P. Varming, and M. Kristensen, "Five wavelength DFB fibre laser source for WDM systems," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 139–140, January 1997.
- [206] M. Ibsen, A. Shaif-Ul, M. N. Zervas, A. B. Grudinin, and D. N. Payne, "8- and 16-channel all-fiber DFB laser WDM transmitters with integrated pump redundancy," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1114–1116, September 1999.
- [207] S. Doucet, S. Slavik, and S. LaRochelle, "High-finesse large band Fabry-Perot fibre filter with superimposed chirped bragg gratings," *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 402–403, April 2002.
- [208] R. Slavík, S. Doucet, and S. LaRochelle, "High-performance all-fiber fabry-Pérot filters with superimposed chirped Bragg gratings," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 1059–1065, April 2003.
- [209] M. C. Cox, N. J. Copner, and B. Williams, "High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source," *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, vol. 145, July 1998.
- [210] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*. Kluwer Academic Publishers, 1988.

- [211] N. Boiko, E. L. Cren, G. M. Stéphan, and P. Besnard, "Spectrum of vertical-cavity surface-emitting lasers : Linewidth properties and non-degeneracy of relaxation oscillation frequencies," *J. Opt. B : Quantum and Semiclass. Opt., Special Issue*, vol. 3, pp. S166–S172, April 2001.
- [212] T. B. Simpson, J. M. Liu, K. F. Huang, and K. Tai, "Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductor lasers," *Quantum Semiclassical Optics*, vol. 9, pp. 765–784, October 1997.
- [213] H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka, and K. Otsuka, "Bistable output characteristics in semiconductor laser injection locking," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, pp. 1314–1317, September 1985.
- [214] S. Blin, P. Besnard, R. Gabet, and G. Stéphan, "Huge bistabilities at high optical injection level," *Postdeadline paper at The European Quantum Electronics Conference (EQEC'2003)*, June 2003.
- [215] O. Vaudel, *Étude du régime de relaxation dans un laser soumis à injection optique*. Rapport de stage ingénieur, ENSSAT, Université de Rennes I, 2003.
- [216] G. Ferrari, M. O. Mewes, F. Schreck, and C. Salomon, "High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on semiconductor tapered amplifier," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 151–153, February 1999.
- [217] J. H. Marquardt, F. C. Cruz, M. Stephens, C. W. Oates, L. W. Hollberg, J. C. Bergquist, D. F. Welch, D. G. Mehuys, and S. Sanders, "Grating-tuned semiconductor MOPA lasers for precision spectroscopy," *Proceedings of the SPIE*, vol. 2834, pp. 34–40, 1996.
- [218] A. C. Wilson, J. C. Sharpe, C. R. McKenzie, P. J. Manson, and D. M. Warrington, "Narrow-linewidth master-oscillator power amplifier based on a semiconductor tapered amplifier," *Applied Optics*, vol. 37, pp. 4871–4875, July 1998.
- [219] S. O'Brien, D. F. Welch, R. A. Parke, D. Mehuys, K. Dzurko, R. J. Lang, R. Waarts, and D. Scifres, "Operating characteristics of a high-power monolithically integrated flared amplifier master oscillator power amplifier," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 2052–2057, June 1993.
- [220] K. Magari, H. Kawaguchi, K. Oe, and M. Fukuda, "Optical narrow band filters using optical amplification with distributed feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 2178–2190, November 1988.
- [221] F. S. Choa and T. L. Koch, "Static and dynamical characteristics on narrow-band tunable resonant amplifiers as active filters and receivers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 73–83, January 1991.
- [222] R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard, and D. Kilper, "Ultrahigh sensitivity detector for coherent light : The laser," *Optics Communications*, vol. 185, pp. 109–114, November 2000.



- [223] A. Gavrielides, V. Kovanis, P. Varangis, T. Erneux, and T. B. Simpson, "Subharmonic resonances in an optically injected semiconductor laser," *Proceedings of the SPIE*, vol. 2693, pp. 654–665, 1996.
- [224] S. Blin, G. Stéphan, and P. Besnard, "Dependence of the frequency of an optically injected semiconductor laser," *Paper at the International Quantum Electronics Conference (IQEC'2002)*, June 2002.
- [225] L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in chaotic systems," *Physical Review Letters*, vol. 64, pp. 821–824, February 1990.
- [226] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Optical communication with chaotic waveforms," *Physical Review Letters*, vol. 81, pp. 3547–3550, October 1998.
- [227] J. Mørk, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback : Theory and experiment," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 93–108, January 1992.
- [228] G. Stéphan, "An Airy function for the laser," *Journal of Nonlinear Optical Physics and Material*, vol. 5, no. 3, pp. 551–557, 1996.
- [229] G. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser," *Physical Review A*, vol. 58, pp. 2467–2471, September 1998.
- [230] G. Stéphan, "Spectral properties in laser patterns," *Quantum Semiclassical Optics*, vol. 10, pp. 849–860, 1998.
- [231] I. Gradshteyn and I. Ryzhik, *Tables of integrals, series and products*. San Diego, Californie (USA) : Academic Press, fifth ed., 1996.
- [232] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions*. New York (USA) : Dover, 1972.
- [233] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7th ed., 1980.
- [234] M. Bondiou, R. Gabet, G. Stéphan, and P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser," *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 2, pp. 41–46, February 2000.
- [235] C. H. Henry, "Theory of sponataneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, pp. 288–297, March 1986.
- [236] E. Rosencher and B. Vinter, *Opto-Électronique*. Paris (France) : Masson, 1998.
- [237] R. Hui, S. Benedetto, and I. Montrosset, "Near threshold operation of semiconductor lasers and resonant-type laser amplifier," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 1488–1497, June 1993.
- [238] C. Birocheau, Z. Toffano, and A. Destrez, "Linewidth evolution in semiconductor lasers throughout threshold," *Annales des Télécommunications*, vol. 49, no. 11-12, pp. 607–618, 1994.

- [239] J. Arnaud, "Detuned inhomogeneously broadened laser linewidth," *Quantum Semi-classical Optics*, vol. 9, pp. 507–518, 1997.
- [240] C. H. Henry, "Phase noise in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, pp. 298–311, March 1986.

# Index

## Comportements bistables

- Injection entre lasers à semi-conducteurs
  - Étude temporelle ..... 107
  - Cartographies ..... 95, 98, 100
  - Spectres optiques ..... 99
- Injection semi-conducteurs  $\Rightarrow$  fibre
  - Cartographie ..... 145
  - Influence du taux de pompage 146
  - Spectres optiques ..... 144

## Fibres

- Élargissement (in)homogène .... 46
- Amplification Er ..... 44
- Constitution ..... 42
- Fibres à maintien de polarisation .88
- Fluorescence verte ..... 47
- Gain petit signal de la fibre Er .... 48
- Hydrogénation ..... 42
- Rôle de l'Yb ..... 47
- Sections efficaces ..... 47

## Fonction d'Airy d'une cavité active . 171

- Définition des grandeurs ..... 171
- Intensité saturante ..... 176
- Largeur spectrale ..... 176
- Méthodologie ..... 174
- Modèle de Lamb ..... 177

## Fonction d'Airy d'une cavité passive 169

## Fonction d'Airy du laser injecté .... 181

- Désaccord non nul ..... 186
- Désaccord nul
  - Gain ..... 184
  - Influence de la cohérence maître 185
  - Principe ..... 181
  - Spectre du laser injecté ..... 183

Spectres optiques (piédestal) .. 183

## Force des réseaux

- DBR à fibre ..... 57
- DFB à semi-conducteurs ..... 33
- Laser DFB à fibre Er-Yb ..... 68

## Injection entre lasers à fibre ..... 155

- Cartographie 1D ..... 160
- Décalage en fréquence ..... 158
- Montage expérimental ..... 155
- Réponses temporelles originales 162

## Injection entre lasers à semi-conducteurs

- Étude temporelle ..... 103
  - Comportement bistable ..... 107
  - Différents régimes d'injection . 106
  - Discriminateur de fréquence .. 103
  - Montages expérimentaux ..... 104
  - Réponse dynamique ..... 108

Attraction en fréquence ..... 121

Cartographies ..... 93

1,2 fois le seuil (inter-modale) . 100

1,2 fois le seuil (intra-modale) .. 98

4 fois le seuil ..... 94, 95

Montage expérimental ..... 93

Polarisation du signal injecté .. 102

Injection faible signaux ..... 111

Détectivité ..... 118

Gain ..... 118

Montage expérimental ..... 112

Présentation ..... 113

Spectres optiques (entiers) .... 114

Spectres optiques (piédestal) .. 115

Taux de pompage esclave ..... 116

Très faibles puissances (fw) ... 119

- Régime de relaxation ..... 100
- Répulsion en fréquence ..... 121
- Synchronisation de chaos ..... 124
- Injection fibre  $\Rightarrow$  semi-conducteurs** . 129
- Cartographie ..... 131
- Cohérence maître ..... 133
- Montage expérimental ..... 129
- Injection optique**
- Paramètres de contrôle ..... 88
- Principe ..... 87
- Régimes d'injection ..... 89
- Injection semi-conducteurs  $\Rightarrow$  fibre** . 139
- Étude temporelle ..... 146
- Accrochage du mode principal .. 144
- Cartographie ..... 145
- Comportement bistable ..... 144
- Fresque temporelle ..... 148
- Mode de polarisation secondaire 142
- Montage expérimental ..... 139
- Plage d'accrochage fonction de  $r$  146
- Laser DBR (principe)** ..... 24
- Laser DBR à fibre Er-Yb** ..... 63
- Accordabilité par étirement ..... 64
- Caractérisation en puissance ..... 63
- Caractérisation temporelle ..... 63
- Conditionnement ..... 63
- Différences entre sorties ..... 65
- Effets thermiques liés à la pompe 64
- Gigue ..... 65
- Intervalle spectral libre ..... 66
- Largeur spectrale ..... 64
- Modes de polarisation ..... 64
- Saut de mode avec  $r$  ..... 66
- Laser DBR à fibre Er** ..... 55
- SMSR ..... 57
- Accordabilité par étirement ..... 59
- Autopulsation ..... 62
- Caractérisation en puissance ..... 59
- Coefficient de couplage ..... 57
- Fabrication ..... 57
- Modes de polarisation ..... 60
- Montage expérimental du laser .. 56
- Saut de mode (fabrication) ..... 58
- Saut de mode avec  $r$  ..... 61
- Sens de pompage ..... 60
- Spectre optique ..... 59
- Spectres optiques large bande .... 57
- Vieillessement ..... 58
- Laser DFB (principe)** ..... 26
- Laser DFB à fibre Er-Yb** ..... 67
- Caractérisation en puissance ..... 70
- Fabrication ..... 67
- Fréquences de relaxation ..... 71
- Largeur spectrale ..... 71
- Réflectométrie complexe ..... 72
- Saut de mode (fabrication) ..... 69
- Saut de phase ..... voir *Saut de phase*
- Sens de pompage ..... 70
- Spectre optique ..... 70
- Spectres optiques (fabrication) ... 68
- Lasers à fibre** ..... 41
- Bruit relatif en intensité ..... 79
- Conditionnement ..... 63
- Fibre dopée photosensible voir *Fibres*
- Gigue ..... 65
- Laser multifréquence ..... 77
- Polarisation ..... 75
- Réseaux de Bragg ..... 49
- Inscription ..... 53
- Masque de phase ..... 51
- Montage expérimental ..... 50
- Polarisation ..... 54
- Vieillessement ..... 54
- Lasers à semi-conducteurs** ..... 31
- Caractérisation des puces ..... 37
- Dérives et stabilité en fréquence .. 38
- Montage des puces ..... 34
- Structure ..... 32
- Modes longitudinaux**
- Laser DBR à fibre Er-Yb

---

Intervalle spectral libre .....	66
Laser DBR à fibre Er	
SMSR .....	57
Saut de mode (fabrication) .....	58
Saut de mode (vieillissement) ..	58
Saut de mode avec $r$ .....	61
Spectre optique .....	57
Laser DBR à fibre Er-Yb	
Saut de mode avec $r$ .....	66
Laser DFB à fibre Er-Yb	
Saut de mode (fabrication) .....	69
<b>Natures fibre/semi-conducteurs .....</b>	<b>85</b>
<b>Réseaux de Bragg (généralités) .....</b>	<b>15</b>
<b>Saut de phase</b>	
Laser DFB .....	28
Méthodes de photo-inscription ...	67
Spectre en réflexion .....	20



## Abstract

Optically injection is compared for semiconductor lasers and fibre lasers. Design and manufacture of the fibre laser are detailed. A spectral description of an injected semiconductor laser is presented for usual injected power ( $> -30$  dBm), by mapping out several phenomena, such as bistable areas, undamped relaxation and chaos synchronization. For weak injection levels ( $< -30$  dBm), the slave acts as high-quality amplifier of spectrally narrow signals. In this case, the slave frequency is pulled by the master one. We also present the temporal response of fiber laser output power for static injection, and observe original dynamics linked to relaxation processes. New methods using optical injection are proposed to measure the enhancement factor, narrow linewidths or spontaneous emission rate.

## Résumé

Nous présentons une étude comparative de l'injection optique quasi-statique pour des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre. La fabrication des lasers à fibre à contre-réaction répartie est détaillée. L'étude spectrale de l'injection de lasers à semi-conducteurs pour des puissances injectées usuelles ( $> -30$  dBm) permet, par des cartographies, de caractériser les régimes bistables, le régime de relaxation, et la synchronisation de chaos. Pour de faibles puissances injectées ( $< -30$  dBm), nous montrons que le laser esclave est un amplificateur de qualité pour de faibles signaux cohérents, et observons l'attraction en fréquence de l'esclave injecté par le maître. L'injection statique des lasers à fibre permet d'observer une réponse dynamique dans le domaine temporel, liée à des phénomènes de relaxation. Nous proposons des méthodes de mesure, par injection optique, du facteur de Henry, de faibles largeurs spectrales, du taux d'émission spontanée du laser esclave.

